

**Suche nach
R-paritätsverletzenden Zerfällen
supersymmetrischer Teilchen
in Endzuständen
mit Jets und Leptonen
mit dem OPAL-Detektor bei LEP**

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades
der Fakultät für Mathematik und Physik
der Albert-Ludwigs-Universität

Freiburg im Breisgau

vorgelegt von

Andreas Mutter

aus Freiburg

Oktober 2004



Dekan: Prof. Dr. J. Honerkamp
Leiter der Arbeit: Prof. Dr. G. Herten
Referent: Prof. Dr. G. Herten
Korreferent: Prof. Dr. K. Jakobs

Datum der Disputation: 10.11.2004

Teile dieser Arbeit wurden bereits in
OPAL Collaboration, G. Abbiendi *et al.*,
Search for R-parity violating decays of sfermions at LEP,
Eur. Phys. J. C **33** (2004) 149
veröffentlicht.

Inhaltsverzeichnis

Vorbemerkungen	5
1 Einleitung	7
1.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik	7
1.1.1 Die QED als Prototyp einer Eichtheorie	10
1.1.2 Die elektroschwache Vereinheitlichung	13
1.1.3 Symmetriebrechung und Higgs-Mechanismus	17
1.1.4 Die starke Wechselwirkung	20
1.2 Probleme des Standardmodells	21
1.2.1 Strahlungskorrekturen in der QED	22
1.2.2 GUT- und Planck-Skala	25
1.2.3 Korrekturen zur Higgs-Masse	27
1.3 Supersymmetrie	29
2 Das CMSSM	31
2.1 Grundlegendes	31
2.1.1 Die Superfelder des MSSM	31
2.1.2 Teilchenspektrum und R -Parität	32
2.1.3 Das Superpotential	34
2.2 Symmetriebrechung und Parameter	35
2.2.1 SUSY-Brechung	36
2.2.2 Brechung der elektroschwachen Symmetrie	37
2.2.3 Einschränkung der Parameterzahl	38
2.3 Phänomenologie	40
2.3.1 Massenspektrum und LSP	40
2.3.2 Erzeugungsmechanismen	43
2.3.3 Zerfälle supersymmetrischer Teilchen	45
2.4 Annahmen für die Datenanalyse	49

3	Der OPAL-Detektor bei LEP	51
3.1	Der e^+e^- -Speicherring LEP	51
3.2	Der OPAL-Detektor	52
3.3	Datennahme und Ereignisrekonstruktion	59
4	Monte-Carlo-Simulationen	65
4.1	Signal	66
4.2	Standardmodell-Untergrund	66
4.3	Die Detektorsimulation	68
5	Beschreibung der Analysen	69
5.1	Suche nach $\tilde{t}_1\tilde{t}_1$ -Paaren	71
5.1.1	Signal-Monte-Carlo	71
5.1.2	Ereignisselektion	71
5.1.3	Bestimmung der Unsicherheiten	76
5.1.4	Ergebnisse	80
5.1.5	Bestimmung von Wirkungsquerschnittsgrenzen	82
5.2	Suche nach indirekten Slepton-Zerfällen	88
5.3	Suche nach Gauginos	97
5.3.1	Direkte Gaugino-Zerfälle	97
5.3.2	Indirekte Chargino-Zerfälle	104
5.3.3	Universelle Wirkungsquerschnittsgrenzen	112
6	Interpretation im Rahmen des CMSSM	115
	Schlußbemerkungen	125
	Literaturverzeichnis	127

Vorbemerkungen

Oft ist am Beginn von Arbeiten zur Teilchenphysik ein kurzer Abriß zur Geschichte derselben zu finden – gelegentlich verbunden mit allgemeinen Ausführungen zum Streben des Menschen nach der Erkenntnis, woraus die Welt um ihn denn bestehe. Diesem Beispiel möchte ich hier jedoch nicht folgen, sondern lediglich eine Übersicht über den Inhalt der vorliegenden Arbeit und deren Gliederung geben.

Von allen in den Jahren 1998 bis 2000 mit dem OPAL-Detektor am e^+e^- -Speicherring LEP am CERN aufgenommenen Daten wurden jene Ereignisse untersucht, in denen geladene Leptonen und hadronische Jets nachgewiesen wurden. Dabei wurde nach Anzeichen für spezielle Zerfälle neuer Teilchen gesucht. Bei den gesuchten neuen Teilchen handelt es sich um solche, die im Rahmen supersymmetrischer Erweiterungen des seit gut zwanzig Jahren etablierten Standardmodells der Elementarteilchenphysik vorausgesagt werden. Die speziellen Zerfälle sind solche, bei denen die in supersymmetrischen Modellen neu eingeführte Größe R -Parität (R_p) nicht erhalten ist. Zerfälle dieser Art führen meist zu vollständig anderen experimentellen Signaturen als jene, die R_p erhalten. Ist R_p keine Erhaltungsgröße, so könnten Prozesse auftreten, die z. B. einen Zerfall des Protons verursachen. Um solche Prozesse auszuschließen, wird in vielen Untersuchungen R_p *ad hoc* als erhalten vorausgesetzt. Es gibt allerdings keine theoretisch zwingende Begründung für diese Annahme. Daher sollte man – wie in der vorliegenden Arbeit geschehen – auch die Möglichkeit der R_p -Verletzung in Betracht ziehen. Die Beschränkung der Untersuchungen auf Endzustände mit Jets und Leptonen hat aufgrund der Vielzahl möglicher Ereignissignaturen in Modellen mit R_p -Verletzung lediglich praktische Gründe – bereits hier wurden 43 verschiedene Zerfallsszenarien untersucht. Von anderen Mitgliedern der OPAL-Kollaboration wurden Untersuchungen weiterer Endzustände durchgeführt.

Die Arbeit selbst ist folgendermaßen aufgebaut: Die drei Abschnitte des ersten Kapitels stellen das Standardmodell der Elementarteilchenphysik, einige seiner Probleme und eine mögliche Erweiterung desselben durch supersymmetrische Theorien vor. Die ersten beiden Abschnitte sind dabei

verhältnismäßig ausführlich gestaltet – dies geschah in der Hoffnung, auch Lesern, die nicht in der Teilchenphysik „zu Hause“ sind, die wesentlichen Konzepte dieses Gebietes nahezubringen und ihnen somit das Verständnis der sich anschließenden Kapitel zu ermöglichen. Kapitel 2 beschreibt das CMSSM – also das supersymmetrische Modell, in dessen Rahmen alle weiteren Betrachtungen und Analysen durchgeführt werden – sowie die dadurch vorhergesagten Prozesse, die bei LEP auftreten könnten. Der Beschreibung des OPAL-Detektors und einiger allgemeiner Vorgehensweisen bei der Rekonstruktion der mit ihm aufgenommenen Ereignisse ist das dritte Kapitel gewidmet. In Kapitel 4 wird die Monte-Carlo-Simulation der neuen Phänomene und jener Standardmodellprozesse erläutert, die durch ähnliche experimentelle Signaturen den Untergrund hierzu bilden. Zusätzlich werden die dabei verwendeten Programme zusammengestellt. Kapitel 5 beschreibt schließlich die durchgeführten Analysen der 43 im Rahmen dieser Arbeit unterschiedenen Endzustände, in denen geladene Leptonen und hadronische Jets nachgewiesen wurden, und wie aus dem Nichtbeobachten der gesuchten Prozesse Grenzen auf Wirkungsquerschnitte berechnet werden können. Die Interpretation einiger der dabei gewonnenen Ergebnisse im Rahmen des CMSSM ist im sechsten Kapitel zu finden. Hierbei werden u. a. Grenzen auf die Massen der gesuchten Teilchen abgeleitet.

An dieser Stelle möchte ich all denen meinen Dank aussprechen, die mich bei der vorliegenden Arbeit unterstützt haben. Prof. Dr. G. Herten hat diese nicht nur durch die Aufnahme in seine Abteilung erst ermöglicht, auch durch die Gelegenheit zur Teilnahme an Konferenzen wie SUSY02 und PHYSTAT 2003 sowie der CERN-Sommerschule 2001 und dem SLAC Summer Institute 2002 habe ich zahlreiche wertvolle Anregungen erhalten. Maßgeblichen Anteil am Gelingen hatte PD Dr. Ivor Fleck, der mir nicht nur die Möglichkeit und zahlreiche Hilfestellungen gab, mich in das für mich neue Gebiet der Datenauswertung in der Teilchenphysik einzuarbeiten, sondern auch während der gesamten Zeit dieser Arbeit bei allen Fragen und Problemen weiterhelfen konnte. Den Mitgliedern der OPAL-Kollaboration – insbesondere der „RPV-Gruppe“ um Sylvie Braibant-Giacomelli – gilt ebenfalls mein Dank für ihre direkte oder indirekte Unterstützung, z. B. bei der Lösung von Software-Problemen. Auch im weiteren Umfeld haben zahlreiche Menschen zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen. So danke ich meinen derzeitigen und ehemaligen Kolleginnen und Kollegen für die zumeist sehr angenehme Arbeitsatmosphäre, meinen Freunden für ihre Ermunterungen und meinen Eltern, die mich während meiner gesamten Studienzeit in vielerlei Hinsicht unterstützt haben. Ein ganz besonderes Dankeschön geht schließlich an meine Freundin Lotta Escher.

Und somit fangen wir an. [1]

Kapitel 1

Einleitung

Im ersten Abschnitt dieses Kapitels sollen die wesentlichen Merkmale jenes Modells vorgestellt werden, das die nach unserem heutigen Kenntnisstand fundamentalen Bausteine der Materie und ihre Wechselwirkungen untereinander mit erstaunlicher Präzision beschreibt. Im Rahmen dieses Modells – es ist unter dem Namen „Standardmodell der Teilchenphysik“ bekannt – existieren jedoch auch eine Reihe offener Fragen, und viele theoretische Aspekte konnten bislang nicht befriedigend gelöst werden. Diesen Problemen ist der zweite Abschnitt gewidmet. Der dritte Abschnitt soll das Konzept der Supersymmetrie erläutern, auf dem eine der möglichen Erweiterungen des Standardmodells – das in Kapitel 2 genauer beschriebene Minimale Supersymmetrische Standardmodell (MSSM) – basiert.

Die folgenden Ausführungen sollen insbesondere Lesern mit nur geringen Kenntnissen in Teilchenphysik als Einführung dienen, wobei jedoch nicht auf die historische Entwicklung eingegangen wird, sondern der heutige Stand als Grundlage dient. Für dieses und die angrenzenden Gebiete existieren zahlreiche Lehrbücher; unter anderem [2, 3, 4, 5, 6], an denen sich dieses Kapitel orientiert.

1.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell kennt zwei Sorten fundamentaler Fermionen, die oft auch als „Materieteilchen“ bezeichnet werden, nämlich Leptonen und Quarks, und drei Wechselwirkungen oder „Kräfte“, die elektromagnetische, die starke und die schwache, die durch die sogenannten Eichbosonen oder „Austauschteilchen“ vermittelt werden. Alle Fermionen unterliegen der schwachen Wechselwirkung, die durch das neutrale Z^0 - und das geladene W^\pm -Boson vermittelt wird. Alle elektrisch geladenen Teilchen – also bei den Leptonen

das Elektron e^- , das Myon μ^- und das Tau τ^- und alle Quarks sowie das W^\pm – nehmen an der elektromagnetischen Wechselwirkung teil, deren Austauschteilchen das Photon γ ist. Die Quarks, von denen es die sechs Sorten oder Flavours *up* (u), *down* (d), *charm* (c), *strange* (s), *top* (t) und *bottom* (b) gibt, tragen die sogenannte Farbladung und unterliegen damit der durch das Gluon vermittelten starken Wechselwirkung, die z. B. bewirkt, daß – in einem sehr stark vereinfachten Modell – zwei u und ein d einen gebundenen Zustand namens Proton bilden. Alle Teilchen wechselwirken natürlich auch gravitativ, jedoch ist man der Ansicht, daß die Gravitation in der Elementarteilchenphysik vernachlässigbar ist. Eine Übersicht der „Zutaten“ des Standardmodells zeigt Tabelle 1.1.

		Ladung	Spin	Wechselwirkung	L	B
Leptonen	ν_e, ν_μ, ν_τ	0	1/2	schwach	1	0
	e^-, μ^-, τ^-	-1	1/2	schwach, e.m.	1	0
Quarks	u, c, t	+2/3	1/2	schwach, e.m., stark	0	1/3
	d, s, b	-1/3	1/2	schwach, e.m., stark	0	1/3
Eichbosonen	Gluon g	0	1	stark		
	Photon γ	0	1	e.m.		
	W^\pm	± 1	1	schwach (e.m.)		
	Z^0	0	1	schwach		

Tabelle 1.1: Die bekannten Teilchen im Standardmodell. Nicht in der Tabelle aufgeführt sind die jeweiligen Antiteilchen, die zu jedem der Fermionen existieren. Die Ladung ist in Vielfachen der Elementarladung e , der Spin in Einheiten von \hbar angegeben. „e.m.“ steht für elektromagnetisch. Man faßt die Leptonen und die Quarks zu drei sogenannten Generationen oder Familien zusammen. So bilden ν_e, e^-, u und d die erste, ν_μ, μ^-, c und s die zweite und ν_τ, τ^-, t und b die dritte Generation. L und B bezeichnen die Lepton- und die Baryonzahl, zwei additive Erhaltungsgrößen, die für die entsprechenden Antiteilchen den jeweils negativen Wert haben.

Das Standardmodell selbst ist keine einheitliche Theorie, sondern vielmehr der Sammelbegriff, unter dem man die Theorie der starken Wechselwirkung – die sogenannte Quantenchromodynamik (QCD) – und die vereinheitlichte Theorie der elektromagnetischen und der schwachen Wechselwirkung zusammenfaßt. Letztere, oft als elektroschwache Theorie bezeichnet, soll im folgenden etwas genauer dargestellt werden, da sie die Grundlage für die später zu behandelnde supersymmetrische Erweiterung ist.

Notationen und Konventionen

Die in dieser Arbeit verwendeten Notationen und Konventionen sind im folgenden kurz zusammengestellt.

Die Minkowskimetrik ist durch $g_{\mu\nu} = \text{diag}(1, -1, -1, -1)$ gegeben, ∂_μ bezeichnet die partielle Ableitung $\frac{\partial}{\partial x^\mu}$, wobei $x^\mu = (t, \vec{x})$. c und \hbar werden gleich 1 gesetzt. Das Argument x von Funktionen wie z. B. $\psi(x)$ wird meist der Übersichtlichkeit halber weggelassen.

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad \gamma^i = \begin{pmatrix} 0 & \sigma^i \\ -\sigma^i & 0 \end{pmatrix} \quad (i = 1, 2, 3),$$

$$\text{mit } \gamma^5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$$

sind die Dirac-Matrizen (1 steht in diesem Falle für die 2×2 -Einheitsmatrix), welche die Pauli-Matrizen

$$\sigma^1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma^2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \sigma^3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

enthalten, die zum „Vektor“ $\vec{\sigma} = (\sigma^1, \sigma^2, \sigma^3)$ zusammengefaßt werden.

Die Normalordnung („Erzeuger nach links, Vernichter nach rechts!“) von Feldoperatoren wird durch $:\ :$ bezeichnet.

$U(N)$ ist die Gruppe der unitären Matrizen der Dimension N , d. h. komplexe $N \times N$ Matrizen U mit $UU^\dagger = 1$, \dagger steht für die komplexe Konjugation und Transposition. $SU(N)$ bezeichnet die Gruppe der speziellen unitären Matrizen, d. h. $U \in U(N)$ und $\det U = 1$.

Die Quarks u , c und t werden gelegentlich auch als u_1 , u_2 und u_3 bezeichnet, analog dazu werden statt d , s und b auch d_1 , d_2 und d_3 sowie ℓ_1 , ℓ_2 und ℓ_3 statt e , μ und τ verwendet.

Die Euler-Lagrange-Gleichungen – die Bewegungsgleichungen für ein Feld $\phi(t, \vec{x})$ – folgen aus dem Prinzip der stationären Wirkung aus der Lagrangendichte \mathcal{L} , die eine Funktion der Komponenten ϕ_i des Feldes und deren Ableitungen $\partial_\mu\phi_i$ ist. Sie lauten

$$\partial_\mu \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \phi_i)} \right) = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi_i}.$$

1.1.1 Die QED als Prototyp einer Eichtheorie

Die im Standardmodell enthaltenen Theorien sind sogenannte Eichtheorien. Am Beispiel der Quantenelektrodynamik (QED), welche als Vereinigung der Quantenmechanik mit der Speziellen Relativitätstheorie aufgefaßt werden kann, sollen nun die wesentlichen Konzepte dieser Art von Theorien erläutert werden.

Man betrachte die Lagrangedichte \mathcal{L} für ein freies Fermion der Masse m

$$\mathcal{L}_{\text{Dirac}} = i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi . \quad (1.1)$$

ψ ist ein vierkomponentiger Dirac-Spinor, $\bar{\psi} = \psi^\dagger\gamma^0$ sein adjungierter Spinor. Nach dem Prinzip der stationären Wirkung folgt aus (1.1) die Dirac-Gleichung

$$i\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m\psi = 0 . \quad (1.2)$$

Offensichtlich ist die Lagrange-Dichte (1.1) invariant unter der sogenannten globalen Eichtransformation

$$\psi \rightarrow e^{i\theta}\psi \quad (\theta \in \mathbb{R}) ,$$

d. h. es ändert sich nichts, wenn man ψ mit dem (räumlich und zeitlich konstanten) Phasenfaktor $e^{i\theta}$ multipliziert, da nur Kombinationen der Form $\bar{\psi}\psi$ auftreten. Fordert man nun Invarianz unter lokalen Eichtransformationen

$$\psi \rightarrow e^{-iq\chi(x)}\psi , \quad (1.3)$$

also unter Multiplikation mit einem orts- und zeitabhängigen Phasenfaktor (dies wird als lokale $U(1)$ -Transformation bezeichnet), so zeigt sich, daß man den Ableitungsoperator ∂_μ durch die kovariante Ableitung

$$\mathcal{D}_\mu = \partial_\mu + iqA_\mu(x) \quad (1.4)$$

ersetzen muß. Hierbei ist q eine vorerst beliebige Konstante, die sich als die Ladung des Fermions herausstellen wird. Das neu eingeführte Vektorfeld $A^\mu(x)$ soll sich dabei unter der lokalen Eichtransformation folgendermaßen transformieren:

$$A_\mu \rightarrow A_\mu + \partial_\mu\chi(x) . \quad (1.5)$$

Man kann nachrechnen, daß die Lagrangedichte (1.1) mit der Ersetzung (1.4) tatsächlich invariant unter Transformationen der Form (1.3) ist. Der „Preis“, den man hierfür zu zahlen hat, ist die Einführung eines neuen Vektorfeldes

$A^\mu(x)$ mit dem Transformationsverhalten (1.5). Es ergibt sich also die neue, lokal eichinvariante Lagrangedichte

$$\mathcal{L}' = \mathcal{L}_{\text{Dirac}} - (q\bar{\psi}\gamma^\mu\psi)A_\mu. \quad (1.6)$$

Allerdings beschreibt diese nicht die Dynamik des freien Vektorfeldes A^μ , sondern nur die Kopplung desselben an das Fermion. Um zusätzlich zu einer Beschreibung des freien Feldes zu gelangen, muß man zu (1.6) noch etwas hinzufügen. Dafür geht man von der sogenannten Proca-Lagrangedichte für ein freies Vektorfeld A^μ der Masse m_A aus:

$$\mathcal{L}_{\text{Proca}} = -\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} + \frac{1}{2}m_A^2 A^\nu A_\nu \quad \text{mit} \quad F^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu. \quad (1.7)$$

Der Anteil $F^{\mu\nu}F_{\mu\nu}$ ist offensichtlich invariant unter Transformationen der Form (1.5), der Term $A^\nu A_\nu$ jedoch nicht. Damit $\mathcal{L}_{\text{Proca}}$ eichinvariant wird, muß $m_A = 0$ gelten, d. h. das Eichfeld darf keine Masse haben.

Die Lagrangedichte, aus welcher man die Bewegungsgleichungen für Fermionen ψ , die mit Eichfeldern A^μ wechselwirken, ableiten kann, ist also

$$\mathcal{L}_{\text{QED}} = i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi - \frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} - (q\bar{\psi}\gamma^\mu\psi)A_\mu \quad (1.8)$$

Bislang wurden die Komponenten von ψ und A^μ lediglich als klassische Felder aufgefaßt, d. h. als komplexwertige Funktionen der Raum-Zeit-Koordinaten $x = (t, \vec{x})$. Diese Felder werden im Rahmen der kanonischen Quantisierung durch Feldoperatoren ersetzt, die sich nach Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren entwickeln lassen. Rein schematisch geschrieben gilt:

$$\psi \propto \mathbf{a} + \mathbf{b}^\dagger, \quad \bar{\psi} \propto \mathbf{a}^\dagger + \mathbf{b} \quad \text{und} \quad A^\mu \propto \alpha^\dagger + \alpha$$

mit den Erzeugungs- bzw. Vernichtungsoperatoren für Elektronen \mathbf{a}^\dagger bzw. \mathbf{a} , für Positronen \mathbf{b}^\dagger bzw. \mathbf{b} und für Photonen α^\dagger bzw. α , welche auf Zustände im Fock-Raum wirken sollen. Man interessiert sich nun für die Übergangsamplitude von einem nicht wechselwirkenden Anfangszustand $|n_{e-}, n_{e+}, n_\gamma\rangle$ mit n_{e-} Elektronen, n_{e+} Positronen und n_γ Photonen in einen Endzustand $|n'_{e-}, n'_{e+}, n'_\gamma\rangle$. Im Wechselwirkungsbild ist der Hamiltonoperator H durch das Integral über die Normalordnung des Wechselwirkungsterms $(q\bar{\psi}\gamma^\mu\psi)A_\mu$ gegeben, in der schematischen Schreibweise gilt also

$$\begin{aligned} H &\propto q \cdot \{ :(\mathbf{a}^\dagger + \mathbf{b})(\mathbf{b}^\dagger + \mathbf{a}) : (\alpha^\dagger + \alpha) \} \\ &\propto q \cdot \{ -\mathbf{b}^\dagger\mathbf{b}\alpha^\dagger - \mathbf{b}^\dagger\mathbf{b}\alpha + \mathbf{b}\mathbf{a}\alpha^\dagger + \mathbf{b}\mathbf{a}\alpha \\ &\quad + \mathbf{a}^\dagger\mathbf{b}^\dagger\alpha^\dagger + \underbrace{\mathbf{a}^\dagger\mathbf{b}^\dagger\alpha}_{(1)} + \underbrace{\mathbf{a}^\dagger\mathbf{a}\alpha^\dagger}_{(2)} + \mathbf{a}^\dagger\mathbf{a}\alpha \} . \end{aligned} \quad (1.9)$$

Die einzelnen Terme in (1.9) lassen sich folgendermaßen interpretieren: Term (1) „vernichtet“ ein Photon und „erzeugt“ ein Elektron und ein Positron, Term (2) vernichtet ein Elektron und erzeugt ein Elektron (mit einem i. a. anderen Impuls) und ein Photon, analoges gilt für die anderen sechs Terme. Die bildliche Darstellung zweier dieser sogenannten Elementarprozesse der QED – auch elementare Vertizes genannt – findet sich in Abbildung 1.1.

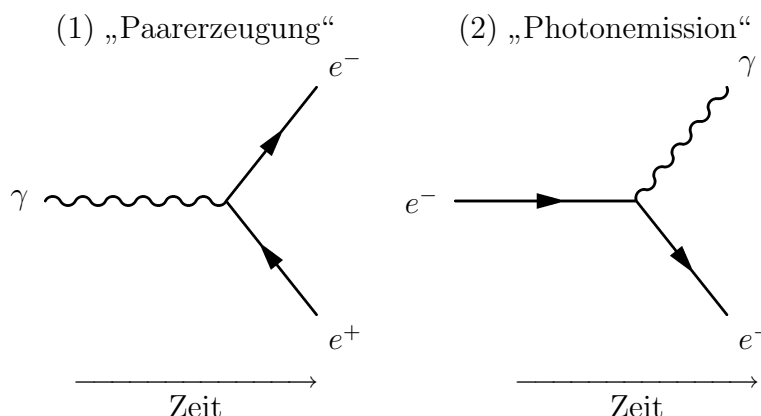


Abbildung 1.1: Die Elementarprozesse (1) und (2) nach Gleichung (1.9). Hierbei darf man sich natürlich keine realen physikalischen Prozesse vorstellen, es handelt sich lediglich um die graphische Darstellung einzelner Terme des Hamiltonoperators.

Durch Integration der Schrödinger-Gleichung $i \frac{\partial}{\partial t} |t\rangle = H(t)|t\rangle$ für den zu einer gewissen Zeit t vorliegenden Zustand $|t\rangle$ erhält man den S -Operator

$$|n'_{e^-}, n'_{e^+}, n'_\gamma\rangle = S |n_{e^-}, n_{e^+}, n_\gamma\rangle ,$$

der die Zeitentwicklung vom Anfangszustand $|n_{e^-}, n_{e^+}, n_\gamma\rangle = |t = -\infty\rangle$ zum Endzustand $|n'_{e^-}, n'_{e^+}, n'_\gamma\rangle = |t = \infty\rangle$ beschreibt, zu

$$\begin{aligned} S &= T \exp \left[-i \int_{-\infty}^{+\infty} dt H(t) \right] \quad (T = \text{Zeitordnungsoperator}) \\ &= 1 - i \int_{-\infty}^{+\infty} dt' H(t') - \int_{-\infty}^{+\infty} dt' \int_{-\infty}^{t'} dt'' H(t') H(t'') + \dots \quad (1.10) \end{aligned}$$

Da H den Faktor q enthält, ist durch die Reihe (1.10) eine Entwicklung des S -Operators nach Potenzen der Ladung der Fermionen gegeben. Die einzelnen Terme entsprechen dem einmaligen, zweimaligen usw. Ablaufen der oben erwähnten Elementarprozesse, die sich kohärent überlagern. Für

den Betrag der Elektronladung $-e$ gilt $e = \sqrt{4\pi\alpha_{\text{em}}} \ll 1$ ($\alpha_{\text{em}} \approx 1/137$ ist die Feinstrukturkonstante), weshalb sogenannte Prozesse höherer Ordnung, d. h. Terme mit vielen Vertizes, entsprechend unterdrückt sind.

Die formale Ausarbeitung des hier vorgestellten Gedankenganges führt zu den wohlbekannten Feynman-Regeln, mithilfe derer sich Diagramme wie die in Abb. 1.2 gezeigten direkt in analytische Ausdrücke zur Berechnung der Übergangsamplitude übersetzen lassen.

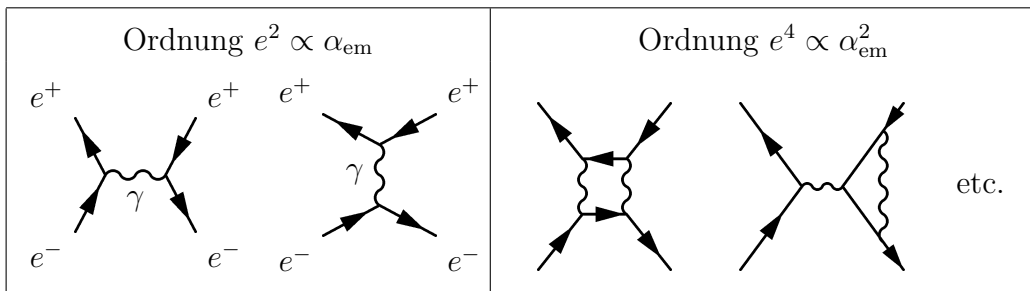


Abbildung 1.2: Einige sogenannte Feynman-Diagramme, die einen Beitrag zur Übergangsamplitude für den Prozeß $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ liefern. Die Zeitachse läuft von links nach rechts. Wegen der Erhaltung des Viererimpulses in jedem Vertex trägt das Photon im ersten Diagramm den Impuls $p_1 + p_2$, im zweiten den Impuls $p_1 - p_3$, wobei p_1 und p_2 die Viererimpulse des einlaufenden Elektrons und des einlaufenden Positrons und p_3 und p_4 die der auslaufenden Teilchen sind. Da durch $s = (p_1 + p_2)^2$ und $t = (p_1 - p_3)^2$ die Mandelstam-Variablen s und t definiert sind, spricht man beim ersten Diagramm auch vom s -Kanal und beim zweiten vom t -Kanal.

1.1.2 Die elektroschwache Vereinheitlichung

Am Beispiel der Leptonen der ersten Generation soll nun eine vereinheitlichte Beschreibung für die Phänomene der schwachen und der elektromagnetischen Wechselwirkung entwickelt werden. Als Ausgangspunkt betrachten wir die Dirac-Gleichung $i\gamma^\mu \partial_\mu \psi = 0$ für ein masseloses freies Fermion. Die Näherung verschwindender Fermionmassen scheint zulässig, wenn man etwa die Masse des Elektrons von 0,511 MeV mit typischen Energien in Experimenten der Hochenergiephysik von einigen GeV vergleicht. Jede Lösung ψ der Dirac-Gleichung läßt sich in zwei Anteile zerlegen:

$$\psi_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma^5)\psi \quad \text{und} \quad \psi_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma^5)\psi. \quad (1.11)$$

ψ_L entspricht dabei einem Teilchen, dessen Spin entgegengesetzt zur Bewegungsrichtung steht, ψ_R einem Teilchen mit Spin parallel zu ihr, man

spricht deshalb von „linkshändigen“ und „rechtshändigen“ Fermionen. Man faßt das linkshändige Elektron e_L und das linkshändige Elektron-Neutrino ν_{eL} zu einem Dublett des sogenannten schwachen Isospins $(\nu_e)_L$ zusammen. Rechtshändige Neutrinos scheinen in der Natur nicht vorzukommen, weswegen das rechtshändige Elektron e_R ein Singulett bildet. Tabelle 1.2 zeigt dieses Schema, welches auch für die Fermionen der zweiten und dritten Generation gilt, zusammen mit den neu eingeführten Quantenzahlen schwacher Isospin I , dessen dritter Komponente I_3 und der schwachen Hyperladung $Y = 2(Q - I_3)$ (Q ist die elektrische Ladung in Einheiten der Elementarladung).

	I	I_3	Q	Y
$(\nu_e)_L$	$1/2$	$+1/2$	0	$-1 = Y_L$
$(\nu_\mu)_L$	$1/2$	$+1/2$	0	
$(\nu_\tau)_L$	$1/2$	$-1/2$	-1	$-2 = Y_R$
$(\mu)_L$	$1/2$	$-1/2$	-1	
e_R	0	0	-1	
(μ_R)	0	0	-1	
(τ_R)	0	0	-1	
$(u)_L$	$1/2$	$+1/2$	$+2/3$	$1/3$
$(d')_L$	$1/2$	$+1/2$	$+2/3$	
$(c)_L$	$1/2$	$-1/2$	$-1/3$	$4/3$
$(s')_L$	$1/2$	$-1/2$	$-1/3$	
$(t)_L$	$1/2$	$-1/2$	$-1/3$	$-2/3$
$(b')_L$	$1/2$	$-1/2$	$-1/3$	
u_R	0	0	$+2/3$	
c_R	0	0	$+2/3$	
t_R	0	0	$+2/3$	
d_R	0	0	$-1/3$	
s_R	0	0	$-1/3$	
b_R	0	0	$-1/3$	

Tabelle 1.2: Multipletts der elektroschwachen Wechselwirkung. d' , s' und b' stehen für die Cabbibo-gedrehten Zustände (vgl. Abschnitt 1.1.3). Zur Definition von Y und Q siehe den vorangehenden Text.

Die Lagrangedichte für die freien Felder ν_{eL} , e_L und e_R ist durch

$$\mathcal{L} = i (\bar{\nu}_e, \bar{e})_L \gamma^\mu \partial_\mu \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L + i \bar{e}_R \gamma^\mu \partial_\mu e_R \quad (1.12)$$

gegeben. Dieses \mathcal{L} ist offensichtlich wieder invariant unter folgenden globalen Transformationen mit $e^{-\frac{i}{2}\vec{\sigma}\cdot\vec{\alpha}} \in SU(2)$ und $e^{i\theta}, e^{i\theta'} \in U(1)$:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L \rightarrow e^{-\frac{i}{2}\vec{\sigma}\cdot\vec{\alpha}} \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L \rightarrow e^{i\theta} \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L \quad \text{und} \quad e_R \rightarrow e^{i\theta'} e_R. \quad (1.13)$$

Wie in Abschnitt 1.1.1 wird gefordert, daß (1.12) invariant unter lokalen Eichtransformationen sein soll, d. h. die fünf reellen Parameter α_i , θ und θ' werden durch Funktionen ersetzt. Dies würde analog zum Vorgehen in der QED die Einführung fünf neuer Vektorfelder erfordern. Da jedoch nur

vier Eichbosonen der elektroschwachen Wechselwirkung existieren, können $\theta(x)$ und $\theta'(x)$ nicht voneinander unabhängig sein. Es stellt sich heraus, daß $\theta(x) = Y_L \chi(x)$ und $\theta'(x) = Y_R \chi(x)$ zu wählen ist. Mit den Abkürzungen

$$\psi = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e_L \\ e_R \end{pmatrix}, \quad \Sigma^i = \begin{pmatrix} \frac{1}{2}\sigma^i & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{Y} = \begin{pmatrix} Y_L & 0 & 0 \\ 0 & Y_L & 0 \\ 0 & 0 & Y_R \end{pmatrix} \quad (1.14)$$

kann man die lokale Version der Eichtransformationen (1.13) nun als

$$\psi(x) \rightarrow \exp \left[ig \vec{\Sigma} \cdot \vec{\alpha}(x) \right] \cdot \exp \left[\frac{i}{2} g' \mathbf{Y} \chi(x) \right] \psi(x) \quad (1.15)$$

schreiben mit den neuen Kopplungskonstanten g und g' , die die Rolle der elektrischen Ladung $e = \sqrt{4\pi\alpha_{\text{em}}}$ übernehmen. Die Forderung nach sogenannter $SU(2)_L \times U(1)_Y$ -Eichinvarianz, also nach Invarianz der Lagrange-dichte unter Transformationen der Form (1.15), führt wiederum zur Ersetzung des Ableitungsoperators ∂_μ durch die kovariante Ableitung

$$\mathcal{D}_\mu = \partial_\mu + ig \vec{\Sigma} \cdot \vec{W}_\mu + \frac{i}{2} g' \mathbf{Y} B_\mu \quad (1.16)$$

mit den vier neuen Vektorfeldern $W_\mu^1, W_\mu^2, W_\mu^3$ und B_μ (der „Vektor“ \vec{W}_μ steht für $(W_\mu^1, W_\mu^2, W_\mu^3)$). Diese Felder müssen ebenfalls wieder masselos sein, da explizite Massenterme wie in (1.7) wiederum die die Eichinvarianz verletzen würden.

Die vier neuen Felder entsprechen allerdings noch nicht den physikalisch beobachteten Bosonen W^+, W^-, Z^0 und γ . Insbesondere sollte ein neutrales Feld – das Photon γ – existieren, welches ausschließlich an geladene Fermionen koppelt. Keines der neuen Felder leistet dies jedoch, was man erkennt, wenn man den durch Einsetzen von \mathcal{D}_μ in die Lagrangedichte entstehenden Kopplungsterm

$$i\bar{\psi}\gamma^\mu \left(ig \vec{\Sigma} \cdot \vec{W}_\mu + \frac{i}{2} g' \mathbf{Y} B_\mu \right) \psi \quad (1.17)$$

mit den Ersetzungen (1.14) ausschreibt (was hier jedoch nicht geschehen soll). Man setzt

$$\begin{aligned} W_\mu^\pm &= \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \mp iW_\mu^2), \\ Z_\mu &= \cos \theta_W W_\mu^3 - \sin \theta_W B_\mu \quad \text{und} \\ A_\mu &= \sin \theta_W W_\mu^3 + \cos \theta_W B_\mu \quad \text{mit} \quad \sin \theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}. \end{aligned} \quad (1.18)$$

θ_W wird als schwacher Mischungswinkel bezeichnet. Die so gebildeten Linearkombinationen liefern die beobachteten Kopplungen der Eichbosonen an die Fermionen, die in Abb. 1.3 graphisch dargestellt sind. Damit die Kopplung an das Photon den richtigen Wert erhält, muß zwischen den neu eingeführten Kopplungskonstanten g und g' und der Elementarladung e die Beziehung $e = g \sin \theta_W$ erfüllt sein.

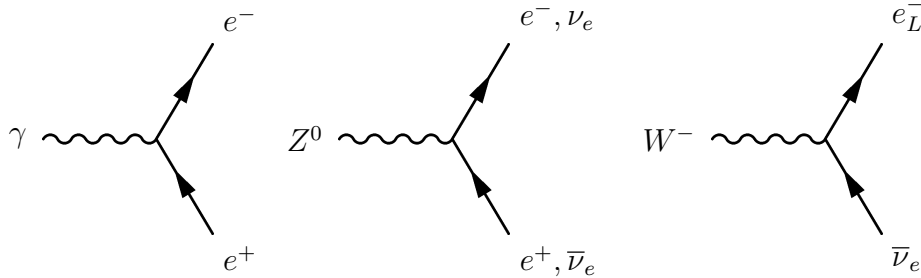
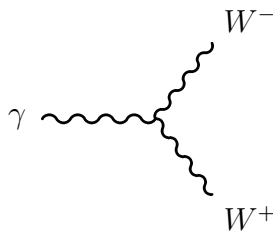


Abbildung 1.3: Die elementaren Fermion-Eichboson-Vertizes der elektroschwachen Wechselwirkung. Das Photon γ koppelt an rechts- und linkshändige Elektronen mit gleicher Stärke e , das Z^0 koppelt an Neutrinos (die nur linkshändig vorkommen) und an rechts- und linkshändige Elektronen mit der Stärke $g \frac{I_3 - Q \sin^2 \theta_W}{\cos \theta_W}$ und das W^\pm koppelt mit der universellen Stärke g ausschließlich an linkshändige Fermionen.

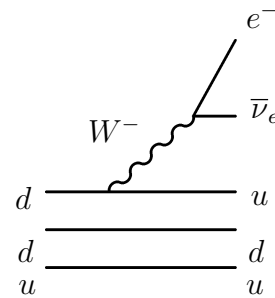


Der bisher nicht erwähnte „freie“ Anteil der vollständigen Lagrangedichte – dieser entspricht dem Term $F^{\mu\nu} F_{\mu\nu}$ in (1.8) – führt zusätzlich zu Kopplungen der Eichbosonen untereinander. Ein Beispiel hierfür ist der links gezeigte $\gamma W^+ W^-$ -Vertex.

Man kann alle bekannten Fermionen in die Theorie einbeziehen, indem man die Multipletts aus Tabelle 1.2 zu einem Gesamtspinor

$$\psi = \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ \vdots \\ b_R \end{pmatrix} \quad (1.19)$$

zusammenfaßt und die Matrizen \mathbf{Y} und Σ^i entsprechend erweitert. Ein schwacher Prozeß mit Quarks und Leptonen ist der rechts gezeigte β -Zerfall eines Neutrons (udd) in ein Proton (uud), ein Elektron und ein Anti-Elektronneutrino.



Alle Teilchen sind jedoch nach wie vor masselos, was offensichtlich nicht der Realität entspricht. Wie wir gesehen hatten, kann man keine expliziten Massenterme zur Lagrangedichte hinzunehmen, da diese nicht eichinvariant sind. Eine Lösung dieses Problems ist der im nächsten Abschnitt beschriebene Higgs-Mechanismus.

1.1.3 Spontane Symmetriebrechung und Higgs-Mechanismus

Die „Erzeugung“ der Teilchenmassen durch den Higgs-Mechanismus soll wiederum zuerst für die drei Felder ν_{eL} , e_L und e_R erläutert werden. Zuerst wird ein neues Feld ϕ , das sogenannte Higgsfeld, eingeführt. Dabei handelt es sich um ein Isospin-Dublett, d. h.

$$\phi(x) = \begin{pmatrix} \phi^+(x) \\ \phi^0(x) \end{pmatrix}$$

mit den beiden skalaren, komplexwertigen Felder ϕ^+ und ϕ^0 . Eine Lagrangedichte für ϕ , die invariant unter $SU(2)$ -Transformationen im Isospinraum ist, ist durch

$$\mathcal{L}_\phi = T(\partial\phi) - V(\phi) \quad \text{mit} \quad (1.20)$$

$$T(\partial\phi) = (\partial_\mu\phi^\dagger)(\partial^\mu\phi) \quad \text{und}$$

$$V(\phi) = -\mu^2\phi^\dagger\phi + \lambda(\phi^\dagger\phi)^2 \quad (\mu, \lambda \in \mathbb{R}, \lambda > 0) \quad (1.21)$$

gegeben. Man beachte, daß der Term $-\mu^2\phi^\dagger\phi$ wegen des negativen Vorzeichens nicht dem Massenterm für ein skalares Feld entspricht. Der Grundzustand, d. h. der Zustand mit der niedrigsten Energie $H = \int d^3x (T+V)$, wird wegen $T(\partial\phi) \geq 0$ für ein konstantes ϕ angenommen und ist durch das Minimum des Higgs-Potentials $V(\phi)$ gegeben. Mit der Abkürzung $\rho = \sqrt{2\phi^\dagger\phi}$ ist also das Minimum von

$$V(\phi) = -\frac{1}{2}\mu^2\rho^2 + \frac{1}{4}\lambda\rho^4$$

zu bestimmen, welches für $\rho = v = \sqrt{\mu^2/\lambda}$ angenommen wird. Der Grundzustand – oder das „Vakuum“ – ist also durch alle Felder der „Länge“ $v/\sqrt{2}$ gegeben und damit unendlich oft entartet. Diese einzelnen Grundzustände kann man auch als

$$\phi = \exp\left[\frac{i}{2}\vec{\sigma} \cdot \vec{\varphi}\right] \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix}$$

mit einem festen Vektor $|\vec{\varphi}| < 2\pi$ schreiben. Jeder einzelne dieser Grundzustände ist nicht mehr $SU(2)$ -symmetrisch, obwohl die Lagrangedichte dies war. Man spricht hier von spontaner Symmetriebrechung. In der Physik kommen solche Systeme, bei denen der Grundzustand nicht die Symmetrie der Lagrangedichte bzw. -funktion besitzt, häufig vor, Beispiele sind das Ammoniak-Molekül NH_3 oder der Ferromagnetismus. Für die Anwendung störungstheoretischer Verfahren – die Ableitung der Feynman-Regel ist ein solches – muß der Grundzustand als Ausgangspunkt dienen, nicht etwa der Punkt $\phi = 0$. Geht man vom klassischen Feld $\phi(x)$ zum Quantenfeld über, so entsprechen die Grundzustände gerade den möglichen Vakuumerwartungswerten $\langle 0|\phi(x)|0\rangle$. Für die spezielle Wahl $\vec{\varphi} = 0$ gilt etwa

$$\langle 0|\phi(x)|0\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix}.$$

Es ist nützlich, ein neues Feld

$$\phi'(x) = \phi(x) - \langle 0|\phi(x)|0\rangle$$

zu definieren, dessen Vakuumerwartungswert verschwindet: $\langle 0|\phi'(x)|0\rangle = 0$.

Das Higgs-Feld soll mit den Fermionen und den Eichbosonen auf eichinvariante Weise wechselwirken. Dies erreicht man, indem man zu den Lagrangedichten \mathcal{L} (1.12) für die freien Fermion-Felder und \mathcal{L}_ϕ für das freie Higgs-Feld die sogenannten Yukawa-Terme

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = -\lambda_e \bar{e}_R \phi^\dagger \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L + (\text{hermitesch konjugiert}) \quad (1.22)$$

mit der Kopplungskonstanten λ_e hinzunimmt. $\mathcal{L}_{\text{Yukawa}}$ ist invariant unter Isospin- $SU(2)$ -Transformationen. Man gibt dem Higgs-Feld noch die Hyperladung $Y_H = 1$ und ersetzt die Ableitungen $\partial_\mu \phi$ durch kovariante Ableitungen \mathcal{D}_μ analog zu (1.16). Die neue Lagrangedichte, die sich durch Addition von \mathcal{L}_ϕ und $\mathcal{L}_{\text{Yukawa}}$ zur Lagrangedichte der masselosen elektroschwachen Theorie aus dem letzten Abschnitt ergibt, ist wiederum $SU(2)_L \times U(1)_Y$ -invariant. Diese Eichinvarianz ermöglicht es, das Feld ϕ durch eine $SU(2)$ -Drehung stets auf die Form $\phi(x) = \begin{pmatrix} 0 \\ \rho(x)/\sqrt{2} \end{pmatrix}$ zu bringen. Nun führt man das neue Feld $H^0(x) = \rho(x) - \langle 0|\rho(x)|0\rangle$ ein und schreibt die Lagrangedichte entsprechend um. Es ergeben sich unter anderem die Terme

$$\frac{g^2 v^2}{4} W_\mu^- W^{+\mu}, \quad \frac{(g^2 + g'^2) v^2}{8} Z_\mu Z^\mu, \quad -\frac{\lambda_e v}{\sqrt{2}} \bar{e} e \quad \text{und} \quad -\lambda v^2 (H^0)^2,$$

die man als Massenterme für die Vektorbosonen W^\pm und Z^0 , für das Fermion e und für das neue skalare Teilchen H^0 – das sogenannte Higgs-Boson –

identifizieren kann. Entsprechende Terme für ν_e und A^μ treten nicht auf, das Neutrino und das Photon bleiben also masselos. Die verschiedenen Massen sind durch

$$m_W = \frac{ev}{2 \sin \theta_W}, \quad m_Z = \frac{ev}{2 \sin \theta_W \cos \theta_W} = \frac{m_W}{\cos \theta_W},$$

$$m_e = \frac{\lambda_e v}{\sqrt{2}} \quad \text{und} \quad m_{H^0} = \sqrt{2\lambda}v = \sqrt{2}\mu$$

gegeben. Mit den experimentell bestimmten Werten für e , m_W und $\sin \theta_W$ folgt aus der ersten Beziehung $v \approx 246$ GeV.

Die Erweiterung auf die übrigen Leptonen und die Quarks verläuft analog zum letzten Abschnitt. Nach dem Umschreiben auf das Feld H ergeben sich die bereits bekannten Massenterme für W^\pm , Z^0 und H^0 . Die entsprechenden Ausdrücke für die Fermionen lassen sich auf die Form

$$-(\bar{e}, \bar{\mu}, \bar{\tau}) \mathbf{M}_\ell \begin{pmatrix} e \\ \mu \\ \tau \end{pmatrix} - (\bar{u}, \bar{c}, \bar{t}) \mathbf{M}_u \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix} - (\bar{d}', \bar{s}', \bar{b}') \mathbf{V} \mathbf{M}_d \mathbf{V}^\dagger \begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix}$$

bringen. Hierbei sind

$$\mathbf{M}_\ell = \text{diag}(m_e, m_\mu, m_\tau), \quad \mathbf{M}_u = \text{diag}(m_u, m_c, m_t),$$

$$\mathbf{M}_d = \text{diag}(m_d, m_d, m_b)$$

die Massenmatrizen der Fermionen. \mathbf{V} ist die sogenannte CKM-Matrix (nach Cabbibo, Kobayashi und Maskawa), eine unitäre Matrix, die sich durch drei Winkel θ_1 , θ_2 und θ_3 und eine Phase δ parametrisieren läßt. \mathbf{V} bewirkt, daß die als Isospinpartner der linkshändigen Quarks u , c und t eingeführten Quarkfelder d' , s' und b' nicht mit den Quarks definierter Masse d , s und b übereinstimmen, sondern durch eine sogenannte verallgemeinerte Cabbibo-Rotation aus diesen hervorgehen:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \mathbf{V} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix},$$

die „schwachen Eigenzustände“ d' , s' und b' sind also nicht mit den „Masseneigenzuständen“ d , s und b identisch.

Durch Einführen des Higgs-Dubletts und der Yukawa-Terme und durch die anschließende „Uminterpretation“ der Felder haben also die Fermionen

und die Eichbosonen W^\pm und Z^0 ihre Massen erhalten. Die ursprüngliche $SU(2)_L \times U(1)_Y$ wurde dabei gebrochen, die verbliebene Symmetrie ist die $U(1)_Q$ der elektromagnetischen Wechselwirkung. Bei diesem Vorgang „entsteht“ ein neues skalares Teilchen, das Higgs-Boson H^0 , nach welchem unter anderem bei LEP – bislang erfolglos – gesucht wurde. Die aktuelle untere Grenze auf seine Masse beträgt $m_{H^0} > 114,4$ GeV [7]. Die Kopplungen der Fermionen an das Higgs-Boson sind durch Yukawa-Terme der Form $\lambda_f f \bar{f} H^0$ gegeben und damit proportional zur jeweiligen Fermion-Masse. Das Higgs-Boson würde also bevorzugt in die schwersten Fermionen zerfallen.

1.1.4 Die starke Wechselwirkung

Dieser Abschnitt stellt die wichtigsten Eigenschaften der starken Wechselwirkung zusammen. Dabei wird nicht so sehr auf den theoretischen Hintergrund der Quantenchromodynamik (QCD) eingegangen, sondern es werden im wesentlichen nur die sich ergebenden phänomenologischen Aspekte vorgestellt.

Quarks tragen die sogenannte Farbladung, welche drei Werte – rot, grün und blau – annehmen kann. Antiquarks tragen die Farbladungen antirot, antigrün und antiblau. Alle in der Natur vorkommenden Hadronen, d. h. Baryonen wie das Proton und das Neutron, die man sich im Quarkmodell aus drei Quarks zusammengesetzt vorstellt, und Mesonen, die man als gebundene Quark-Antiquark-Paare ansieht, sind farbneutral. Diese Tatsache wird oft als Farbeinschluß (englisch *confinement*) bezeichnet. Farbneutralität ergibt sich bei Baryonen durch Addition der drei Farben und bei Mesonen durch das gegenseitige Aufheben von Farbe und entsprechender Antifarbe. Diese Beobachtung führt zu der Forderung, daß die Physik invariant unter Rotationen im dreidimensionalen Farbraum sein soll – also zur Forderung nach Eichinvarianz unter lokalen $SU(3)_C$ -Transformationen. Als Eichbosonen ergeben sich die Gluonen, welche selbst auch farbgeladen sind und somit aneinander koppeln. Bestimmt man das Potential zwischen einem Quark und einem Antiquark, so zeigt sich, daß dieses für wachsende Abstände linear anwächst. Man stellt sich vor, daß zwischen Quark und Antiquark eine Art Gummiband oder *string* gespannt ist. Irgendwann ist die potentielle Energie so groß, daß der *string* reißt und ein zusätzliches Quark-Antiquark-Paar entsteht. Aus einem in einer Reaktion $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ entstandenen $q\bar{q}$ -Paar entsteht somit eine in der Regel große Zahl von Hadronen. Dieser Vorgang wird als Fragmentierung oder Hadronisierung bezeichnet, für seine Beschreibung existieren verschiedene phänomenologische Modelle wie z. B. das sogenannte Lund-Schema [40], welches auch von den in Kapitel 4 beschriebenen Monte-Carlo-Generatoren verwendet wird.

1.2 Probleme des Standardmodells

Das Standardmodell, dessen Parameter und Teilchen nochmals in Tabelle 1.3 zusammengefaßt sind, erlaubt es, die in Experimenten beobachtete Physik mit hoher Präzision zu beschreiben, jedoch liefert es keine Erklärung, warum die auftretenden Parameter, die zudem noch sehr zahlreich sind, gerade die gemessenen Werte annehmen. Warum ist z. B. der Bereich der Fermionmassen so groß – nämlich sechs Größenordnungen von $m_e = 511 \text{ keV}$ bis $m_t = 174 \text{ GeV}$, oder sogar noch größer, falls die Neutrinos tatsächlich Masse haben? Woher kommen die Ladungen Q , Y und Farbe? Warum gibt es drei Generationen? Welche Rolle spielt die Gravitation?

Leptonen		Quarks		Bosonen	
Name	Masse / MeV	Name	Masse / MeV	Name	Masse / GeV
e^-	511×10^{-3}	u	1,5 – 4	γ	$< 6 \times 10^{-20}$
ν_e	$< 3 \times 10^{-6}$	d	4 – 8	Gluon g	0
μ^-	105,7	s	80 – 130	W^\pm	80,4
ν_μ	$< 0,19$	c	1150 – 1350	Z^0	91,2
τ^-	1777,0	b	4100 – 4400	H^0	$> 114,4$
ν_τ	$< 18,2$	t	$174,3 \times 10^3$		

18 freie Parameter:
 11 Massen (3 Leptonen, 6 Quarks, m_W , m_{H^0})
 3 Kopplungen (α_{em} , $\sin \theta_W$ und α_S aus der QCD)
 4 CKM-Parameter (drei Winkel θ_i und eine Phase δ)

Tabelle 1.3: Zusammenfassung der Teilchen und Parameter des Standardmodells. Die Masse $m_g = 0$ des Gluons ist der theoretische Wert, die anderen experimentell bestimmten Massen bzw. Massengrenzen sind [7] entnommen. Da Quarks nicht als freie Teilchen auftreten, ist die Zuordnung einer Masse nicht eindeutig, weswegen hier Massenbereiche angegeben werden. Neuere Experimente zu sogenannten Neutrinooszillationen (siehe z. B. den Übersichtsartikel von B. Kayser in [7]) liefern sehr starke Anhaltspunkte dafür, daß Neutrinos im Gegensatz zu den Annahmen der in dieser Arbeit vorgestellten Theorie nicht masselos sind. Sollte dies der Fall sein, so kommen zusätzlich neun neue Parameter – drei Neutrinomassen sowie drei Winkel und drei Phasen für eine leptoniche Mischungsmatrix, die der CKM-Matrix im Quark-Sektor entspricht – zu den oben aufgezählten 18 Parametern hinzu.

Neben diesen Fragen eher allgemeiner Natur stößt man auf weitere Probleme, die von sogenannten Strahlungskorrekturen herrühren, d. h. von Beiträgen von Diagrammen höherer Ordnung bei der Berechnung von Übergangsamplituden im Feynman-Formalismus. Das Konzept solcher Korrekturen soll wiederum zuerst im Rahmen der QED vorgestellt werden.

1.2.1 Strahlungskorrekturen in der QED

Am Beispiel des Prozesses $e^- \mu^- \rightarrow e^- \mu^-$ sollen nun die Schwierigkeiten erläutert werden, die eine Berücksichtigung von Prozessen höherer Ordnung in der QED mit sich bringt.

Wie bereits in Abschnitt 1.1.1 beschrieben wurde, ergibt sich die Übergangsamplitude von einem gewissen Anfangszustand – in unserem Beispiel ist dieser durch ein Elektron mit dem Viererimpuls p_1 und ein Myon mit dem Viererimpuls p_2 gegeben – in einen Endzustand – hier e^- mit p_3 und μ^- mit p_4 – durch Addition der einzelnen Terme einer Reihe, die durch Feynman-Diagramme veranschaulicht werden können und jeweils proportional zu Potenzen der Feinstrukturkonstante α_{em} sind. Abbildung 1.4 zeigt drei Beispiele hierfür, wobei die beiden Diagramme höherer Ordnung sogenannte Schleifen enthalten.

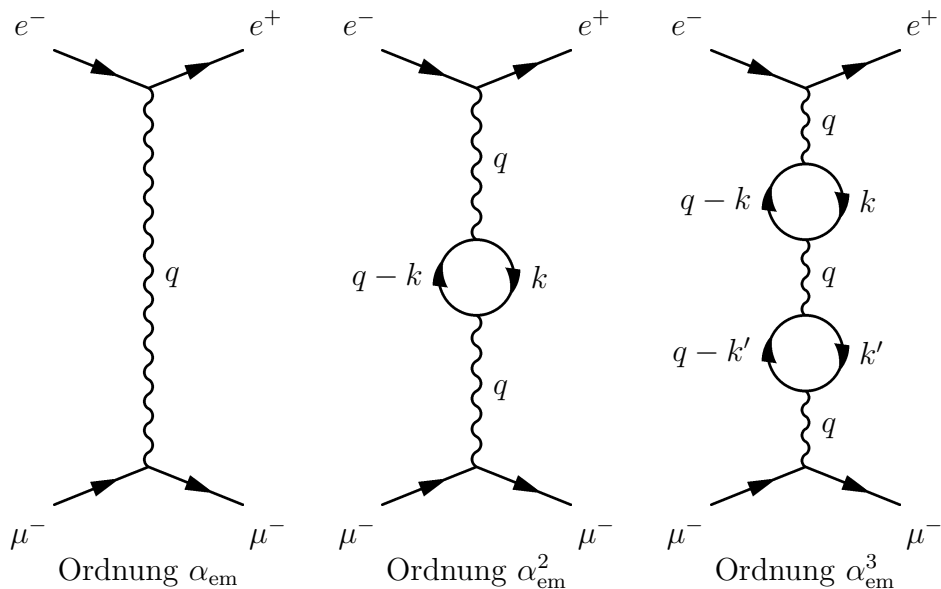


Abbildung 1.4: Verschiedene Beiträge zur Übergangsamplitude für die Elektron-Myon-Streuung. Die hier gezeigten Diagramme sind natürlich nicht alle, die zur jeweiligen Ordnung beitragen. (Vgl. Abb. 1.2 auf Seite 13. Im hier betrachteten Prozeß treten jedoch keine s -Kanal-Diagramme auf.)

Der Impuls, der im Streuprozess vom Elektron auf das Myon übertragen wird, ist $q = p_1 - p_3$. Da in jedem Vertex die Impulserhaltung erfüllt sein muß, trägt also das im ersten Diagramm ausgetauschte Photon diesen Impuls q . Aus den Feynman-Regeln folgt, daß der Beitrag dieses Diagrammes (ohne Berücksichtigung der Spin-Faktoren) zur Übergangsamplitude durch

$$\mathcal{M}_1 = \frac{\alpha_{em}}{q^2} \quad (1.23)$$

gegeben ist. Im zweiten Diagramm entsteht aus dem Photon z. B. ein Elektron-Positron-Paar, welches durch Paarvernichtung wieder ein Photon erzeugt¹. Das Elektron trage den Impuls k , damit muß der Impuls des Positrons wegen der Impulserhaltung $q - k$ betragen. k selbst ist jedoch durch nichts festgelegt und kann im Prinzip beliebig große Werte annehmen. Die Feynman-Regeln sehen daher vor, daß über alle möglichen Werte von k zu integrieren ist². Dies liefert einen Beitrag \mathcal{M}_2 zur Übergangsamplitude, den man folgendermaßen schreiben kann³:

$$\mathcal{M}_2 = \frac{\alpha_{em}^2}{3\pi q^2} \left[\int_m^\infty \frac{dx}{x} + f\left(-\frac{q^2}{m^2}\right) \right]. \quad (1.24)$$

m sei die Masse des Elektrons in der Schleife⁴. Die Funktion f ist durch einen Integralausdruck gegeben und hat das Verhalten

$$f(x) \approx \begin{cases} x/5 & \text{für } x \ll 1 \\ \ln x & \text{für } x \gg 1. \end{cases} \quad (1.25)$$

Das Integral $\int \frac{dx}{x}$ in Ausdruck (1.24) divergiert nun aber logarithmisch, d. h. der Beitrag des Schleifendiagramms wird unendlich groß und ist keinesfalls „klein“, wie man aufgrund des Faktors α_{em}^2 vermutet hätte.

Ein Ausweg aus diesem Problem besteht darin, das Integral vorerst bei einem oberen Wert Λ abzuschneiden. Ausdruck (1.24) wird damit zu

$$\mathcal{M}_2 = \frac{\alpha_{em}^2}{3\pi q^2} \left[\ln\left(\frac{\Lambda^2}{m^2}\right) + f\left(-\frac{q^2}{m^2}\right) \right]. \quad (1.26)$$

¹Dies ist nur die übliche, bildhafte Sprechweise. Man darf sich hierbei keine realen physikalischen Prozesse vorstellen.

²Auszuwerten ist dabei das Integral $\int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{\text{Tr}[\gamma_\mu(k_\rho\gamma^\rho + m_f)\gamma_\nu(q_\rho\gamma^\rho - k_\rho\gamma^\rho + m)]}{(k^2 - m^2)((q-k)^2 - m^2)}$.

³ q ist raumartig, d. h. $q^2 < 0$.

⁴Entsprechende Korrekturen müssen natürlich nicht nur für Elektron-Schleifen vorgenommen werden, sondern für alle elektrisch geladenen Leptonen und Quarks. Der Elektron-Beitrag dominiert jedoch, da alle anderen geladenen Fermionen eine größere Masse besitzen.

Die neue Übergangsamplitude \mathcal{M} ist die Summe der beiden durch (1.23) und (1.26) gegebenen Anteile \mathcal{M}_1 und \mathcal{M}_2 :

$$\mathcal{M} = \frac{\alpha_{\text{em}}}{q^2} + \frac{\alpha_{\text{em}}^2}{3\pi q^2} \left[\ln \left(\frac{\Lambda^2}{m^2} \right) + f \left(-\frac{q^2}{m^2} \right) \right]. \quad (1.27)$$

Man kann leicht nachrechnen, daß (1.27) mit den Definitionen

$$\alpha(0) = \alpha_{\text{em}} \left[1 - \frac{\alpha_{\text{em}}}{3\pi} \ln \left(\frac{\Lambda^2}{m^2} \right) \right] \quad \text{und} \quad (1.28)$$

$$\alpha(q^2) = \alpha(0) \left[1 + \frac{\alpha(0)}{3\pi} f \left(-\frac{q^2}{m^2} \right) \right] \quad (1.29)$$

die einfache Form

$$\mathcal{M} = \frac{\alpha(q^2)}{q^2} \quad (1.30)$$

annimmt. Dies entspricht genau dem Ausdruck \mathcal{M}_1 aus (1.23), wobei α_{em} durch $\alpha(q^2)$ ersetzt wurde. Die Berücksichtigung der Korrektur durch das Schleifendiagramm erfolgt also durch die Ersetzung der Kopplungskonstanten α_{em} in der Amplitude erster Ordnung durch die „laufende Konstante“ $\alpha(q^2)$.

Die bis hierhin unternommenen Schritte sollen noch einmal zusammengefaßt werden: Bei der Berechnung des Ein-Schleifen-Diagrammes aus Abb. 1.4 traten logarithmische Divergenzen auf. Um diese zu vermeiden, wurde willkürlich der Abschneideparameter Λ eingeführt. Die Gleichungen wurden entsprechend umgeformt, so daß der Abschneideparameter in die Definition einer sogenannten renormierten Feinstrukturkonstanten $\alpha(0)$ aufgenommen werden konnte. Da α_{em} ohnehin ein freier Parameter der Theorie ist, macht dies nichts. Es blieb jedoch noch eine Abhängigkeit der neuen Kopplungs„konstanten“ $\alpha(q^2)$ vom Impulsübertrag q^2 .

Diese Prozedur wiederholt man für die Diagramme mit zwei, drei usw. Schleifen. Durch das Aufsummieren aller Beiträge ergibt sich anstelle von (1.29) die geometrische Reihe

$$\alpha(q^2) = \alpha(0) [1 + x + x^2 + \dots] = \frac{\alpha(0)}{1 - x} \quad \text{mit} \quad x = \frac{\alpha(0)}{3\pi} f \left(-\frac{q^2}{m^2} \right).$$

Das heißt, für große Impulsüberträge $Q^2 = -q^2$ hat α das Verhalten

$$\alpha(Q^2) = \frac{\alpha(0)}{1 - \frac{\alpha(0)}{3\pi} \ln \left(\frac{Q^2}{m^2} \right)}. \quad (1.31)$$

α nimmt also mit wachsendem Impulsübertrag zu. Man spricht von einer laufenden Konstanten. So gilt etwa $\alpha(0) \approx 1/137$ und $\alpha(m_W^2) \approx 1/128$.

1.2.2 GUT- und Planck-Skala

Nun soll bestimmt werden, von welcher Größenordnung die Korrektur (1.28) ist, die sich auch in der Form

$$\alpha(0) = \alpha_{\text{em}} - \delta\alpha$$

schreiben läßt. Die experimentell zugängliche Größe $\alpha(0)$ ergibt sich also als Differenz zwischen dem „nackten“ Wert α_{em} und dem Korrekturterm

$$\delta\alpha = \frac{\alpha_{\text{em}}^2}{3\pi} \ln\left(\frac{\Lambda^2}{m^2}\right), \quad (1.32)$$

der offensichtlich vom Wert Λ abhängt, bei dem die Integration über den Impuls k des Elektrons in der Schleife abgeschnitten wurde. Eine obere Schranke auf Λ ist auf jeden Fall durch die Energie (oder den Impulsübertrag) gegeben, bei der unsere Theorie (hier die QED) ihre Gültigkeit verliert. Bis zu welcher Energie – man verwendet hierfür gerne den Ausdruck „Skala“ – ist die QED nun aber gültig? Im folgenden sollen zwei dieser Skalen vorgestellt werden, welche als GUT-Skala und Planck-Skala bezeichnet werden.

Wir hatten gesehen, daß die Kopplungskonstante α mit dem Impulsübertrag wächst, d. h. die elektromagnetische Wechselwirkung wird zu höheren Energien hin immer stärker. Berücksichtigt man ebenfalls Schleifenkorrekturen zur starken Kopplungskonstanten α_S (vgl. Abb. 1.5), so zeigt sich, daß die Q^2 -Abhängigkeit von α_S in führender Ordnung durch

$$\alpha_S(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2N_f) \ln(Q^2/\Lambda_{\text{QCD}}^2)} \quad (1.33)$$

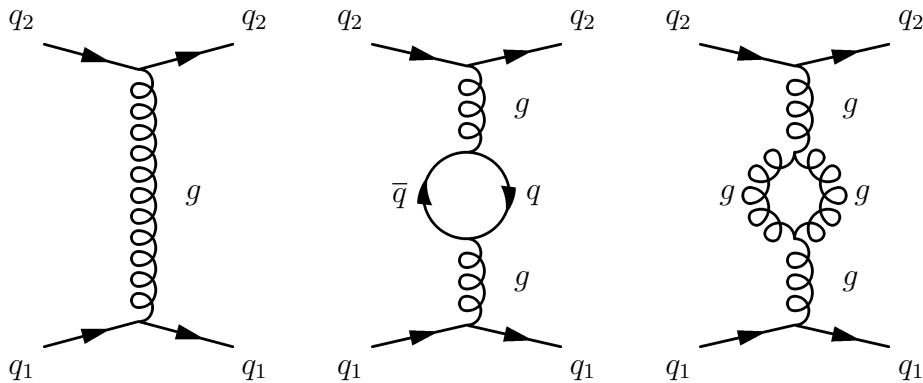


Abbildung 1.5: Beiträge zur starken Kopplungskonstanten α_S durch Quark- und Gluonschleifen. Letztere liefern einen negativen Beitrag, der den positiven der Quarkschleifen übertrifft, weswegen α_S kleiner wird.

gegeben ist. Λ_{QCD} ist der sogenannte Skalenparameter der QCD, der jedoch nichts mit dem oben eingeführten Abschneideparameter Λ zu tun hat, N_f ist die Anzahl der Quark-Flavours, im Standardmodell ist $N_f = 6$. Man sieht, daß α_S mit wachsendem Q^2 immer kleiner wird. In Abb. 1.6 ist der Verlauf von α_S im u. a. bei LEP experimentell zugänglichen Bereich dargestellt.

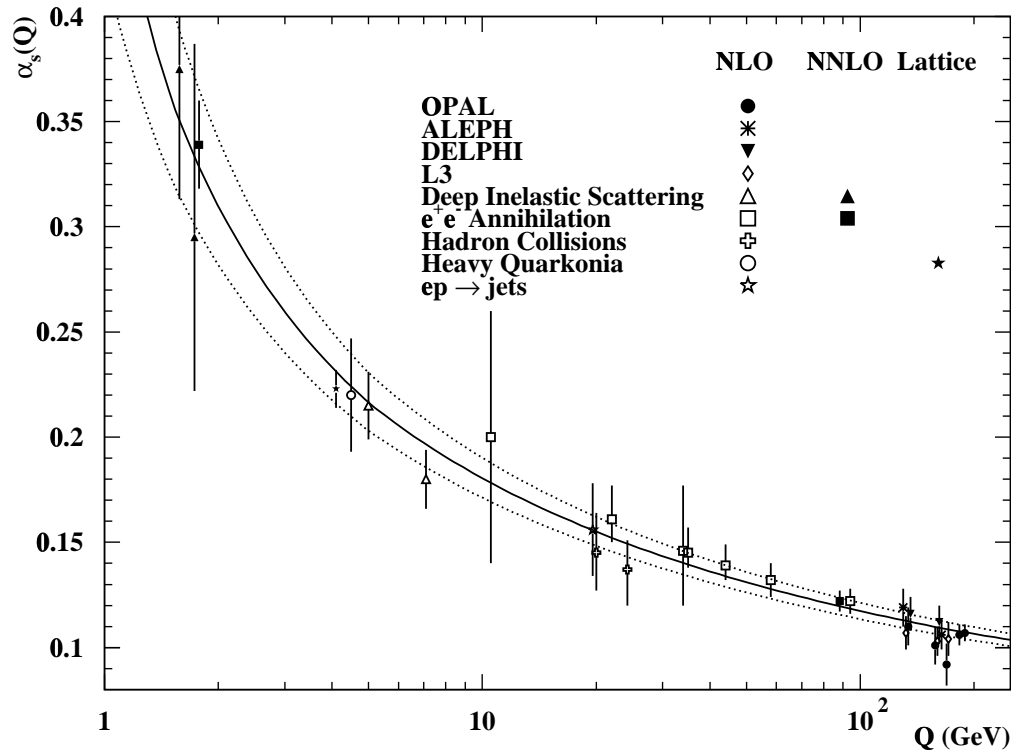


Abbildung 1.6: Q -Abhängigkeit der starken Kopplung α_S (aus [8]). Die durchgezogene Linie ist die Standardmodell-Erwartung in der Ordnung α_S^3 .

α und α_S bewegen sich also aufeinander zu, und man kann aus (1.31) und (1.33) abschätzen, daß sie bei $Q \approx 10^{15}$ GeV von derselben Größenordnung sind. Auch die schwache Wechselwirkung erreicht bei solchen Energien eine vergleichbare Stärke. Daher liegt die Vermutung nahe, daß oberhalb von etwa 10^{15} GeV eine größere Symmetriegruppe existiert, die dann zur $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ des Standardmodells „heruntergebrochen“ wird, so wie auch diese $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ auf einer Skala von 10^2 GeV ($\approx m_Z$) durch spontane Symmetriebrechung zur $SU(3)_C \times U(1)_Q$ reduziert wird (vgl. Abschnitt 1.1.3). Man bezeichnet $m_{\text{GUT}} \approx 10^{15}$ GeV als GUT-Skala, da die Physik bei Energien über m_{GUT} durch eine „große vereinheitlichte Theorie“ oder *grand unified theory* (GUT) beschrieben werden könnte.

Eine weitere Skala ist durch die Quantengravitation gegeben, durch welche Fluktuationen in der Raumzeit auf der Größenordnung der Planck-Länge $l_{\text{Planck}} \approx 10^{-35}$ m vorausgesagt werden [9]. Die de-Broglie-Wellenlänge eines Teilchens mit einer Energie, die der Planck-Masse $m_{\text{Planck}} = 1/l_{\text{Planck}} \approx 10^{19}$ GeV entspricht, wäre nun gerade l_{Planck} , so daß spätestens bei solch hohen Energien Effekte durch die Gravitation berücksichtigt werden müßten.

Sollte die QED tatsächlich bis m_{GUT} oder sogar m_{Planck} gültig sein, so ist der Korrekturterms $\delta\alpha$ in Gleichung (1.32) durch

$$\frac{\alpha_{\text{em}}^2}{3\pi} \ln\left(\frac{m_{\text{GUT}}^2}{m_e^2}\right) \approx 9 \alpha_{\text{em}}^2 \quad \text{bzw.} \quad \frac{\alpha_{\text{em}}^2}{3\pi} \ln\left(\frac{m_{\text{Planck}}^2}{m_e^2}\right) \approx 11 \alpha_{\text{em}}^2$$

gegeben. Mit $\alpha(0) = \alpha_{\text{em}} - \delta\alpha$ folgt, daß die „nackte“ Kopplungskonstante α_{em} von derselben Größenordnung ist wie die physikalisch beobachtbare Kopplung $\alpha(0)$. Die Schleifenkorrekturen sind also verhältnismäßig klein, obwohl in ihre Berechnung die hohen Werte von m_{GUT} bzw. m_{Planck} eingegangen sind. Dies liegt an der lediglich logarithmischen Divergenz der Schleifenintegrale. Im nächsten Abschnitt werden wir jedoch auf ein Beispiel treffen, bei dem dies nicht so ist.

1.2.3 Korrekturen zur Higgs-Masse

Beiträge höherer Ordnung, die eine Renormierung wie in Gleichung (1.28) notwendig machen, treten nicht nur für die Kopplungskonstanten auf. So liefert z. B. das Diagramm in Abb. 1.7 links einen Korrekturterm zur Masse des Elektrons. Dieser divergiert wiederum logarithmisch, so daß die Korrektur ebenfalls klein bleibt, auch wenn man die Impulsintegration bis zur Planck-Skala laufen läßt.

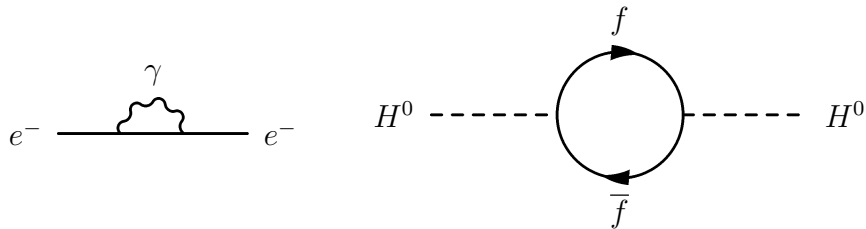


Abbildung 1.7: Ein-Schleifen-Korrekturen zur Masse des Elektrons (links) und des Higgs-Bosons (rechts).

Auch die Masse des Higgs-Bosons erhält Korrekturen durch Diagramme höherer Ordnung⁵. Betrachtet man zum Beispiel die in Abb. 1.7 rechts dar-

⁵Die sich hier anschließenden Ausführungen folgen [10].

gestellte Fermion-Schleife, so liefert diese einen Beitrag $\delta m_{H^0}^2$, den man nach Abschneiden der Impulsintegration bei Λ in der Form

$$\delta m_{H^0}^2 = \frac{\lambda_f^2}{16\pi^2} \left[-2\Lambda^2 + 6m_f^2 \ln \left(\frac{\Lambda}{m_f} \right) + \dots \right] \quad (1.34)$$

schreiben kann. Hierbei ist λ_f die in Abschnitt 1.1.3 bereits vorgestellte Yukawa-Kopplung des Fermions f mit der Masse m_f an das Higgs-Boson H^0 durch den Term $\lambda_f f \bar{f} H^0$. Da $\lambda_f = \sqrt{2} m_f / v$ gilt, ist λ_f für das Top-Quark ungefähr eins.

Der erste Term in eckigen Klammern ist nun aber quadratisch im Abschneideparameter Λ . Das bedeutet, falls wiederum $\Lambda \approx m_{\text{GUT}}$ oder sogar $\Lambda \approx m_{\text{Planck}}$ gelten soll, so ergibt sich für den Korrekturterm

$$\delta m_{H^0}^2 \approx 10^{24} \text{ TeV}^2 \quad \text{bzw.} \quad 10^{32} \text{ TeV}^2 .$$

Die physikalische Higgs-Masse m_{H^0} sollte sich durch

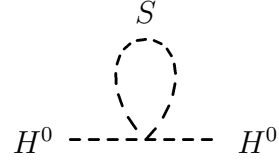
$$m_{H^0}^2 = m_0^2 + \delta m_{H^0}^2 \quad (1.35)$$

ausdrücken lassen, wobei m_0 die „nackte“ Masse bezeichnet. Im Rahmen des Standardmodells lassen sich verschiedene Einschränkungen für den zulässigen Bereich der Higgs-Masse herleiten [27], es muß daher

$$m_{H^0}^2 < 1 \text{ TeV}^2$$

gelten. Um dies zu erfüllen, müßte also m_0 in (1.35) mit einer Genauigkeit von mindestens $\mathcal{O}(10^{-24})$ „feinabgestimmt“ werden. Dies stellt zwar kein konzeptuelles Problem dar, jedoch wird eine solch empfindliche Abhängigkeit vom Abschneideparameter als „unnatürlich“ angesehen. Man spricht deswegen hierbei vom *fine-tuning* oder *naturalness problem*.

Für ein schweres skalares Teilchen S mit der Masse m_S , dessen Kopplung an das Higgs-Boson durch $\lambda_S (H^0)^2 (S)^2$ gegeben ist, liefert die rechts gezeigte Schleife den Korrekturterm



$$\delta m_{H^0}^2 = \frac{\lambda_S}{16\pi^2} \left[\Lambda^2 - 2m_S^2 \ln \left(\frac{\Lambda}{m_S} \right) + \dots \right] , \quad (1.36)$$

der auch quadratisch divergiert, aber mit anderem Vorzeichen als der entsprechende Ausdruck (1.34).

Gäbe es also zu jedem Fermion f *zwei* skalare Teilchen, die hier im Vorgriff bereits als \tilde{f}_L und \tilde{f}_R bezeichnet werden sollen, so würden sich die quadratischen Divergenzen der beiden Korrekturen (1.34) und (1.36) gerade aufheben, falls für die jeweiligen Kopplungen an das Higgs-Boson gilt:

$$\lambda_{\tilde{f}_L} = \lambda_{\tilde{f}_R} = \lambda_f^2 . \quad (1.37)$$

1.3 Supersymmetrie

Im letzten Abschnitt wurde gezeigt, daß sich quadratische Divergenzen vermeiden lassen, falls es zu jedem Fermion zwei skalare Partner gibt, falls also eine Art Symmetrie zwischen Fermionen und Bosonen existiert, die zudem sicherstellt, daß Gleichung (1.37) erfüllt ist. Diese Symmetrie wird als Supersymmetrie (SUSY) bezeichnet.

Eine mathematisch exakte Einführung der im folgenden verwendeten Begriffe würde deutlich zu weit führen. In [5] findet sich eine recht kompakte Darstellung der formalen Aspekte. Hier sollen lediglich einige allgemeine Eigenschaften supersymmetrischer Theorien mitgeteilt werden. Das nächste Kapitel ist dann der Diskussion eines realistischen Modells gewidmet, d. h. eines Modells, in dessen Rahmen experimentell überprüfbare Aussagen zu Teilchen und deren Wechselwirkungen gemacht werden können.

Wir betrachten eine Transformation, die Fermionen in Bosonen (und umgekehrt) umwandeln soll. Diese soll von Generatoren Q erzeugt werden, symbolisch schreibt man

$$Q |\text{Spin } J\rangle = |\text{Spin } J \pm \frac{1}{2}\rangle .$$

Der Operator Q trägt dabei selbst den Spin $1/2$ und erfüllt unter anderem die Antivertauschungsrelation

$$\{Q, Q^\dagger\} = P^\mu .$$

P_μ ist dabei der Generator der Raumzeit-Translationen. Die Hintereinanderausführung zweier SUSY-Transformationen liefert also eine Translation. Invarianz unter *lokalen* SUSY-Transformationen bedingt daher Invarianz unter lokalen Translationen. Das Äquivalenzprinzip der Allgemeinen Relativitätstheorie fordert nun gerade Invarianz unter lokalen Poincaré-Transformationen, d. h. unter Lorentztransformationen und Translationen. Es ergibt sich somit ein direkter Zusammenhang zwischen Supersymmetrie und Gravitation, der die Hoffnung geweckt hat, durch SUSY eine Theorie zu finden, welche neben den Wechselwirkungen des Standardmodells auch die Gravitation enthält [15].

Invarianz unter SUSY-Transformationen läßt sich durch die Einführung sogenannter Superfelder erreichen, in denen sowohl bosonische als auch fermionische Felder mit – bis auf den Spin – gleichen Quantenzahlen zusammengefaßt sind. Die beiden einfachsten Superfelder sind chirale Superfelder Ψ mit einem masselosen Fermion ψ mit Spin 1/2 und einem komplexen Skalar ϕ und Vektor-Superfelder V mit einem Spin-1-Feld A^μ und einem masselosen Fermion χ . Ψ und V müssen noch die Hilfsfelder F und D enthalten, die jedoch keine physikalischen Freiheitsgrade darstellen und hier nicht weiter betrachtet werden.

Die allgemeinste eichinvariante und renormierbare Lagrangedichte

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{kin}} + \mathcal{L}_{\text{eich}} + \mathcal{L}_W .$$

hat folgende Anteile: \mathcal{L}_{kin} enthält die Ableitungen der chiralen Superfelder und entspricht dem Term $i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi$ in der Lagrangedichte der QED (1.8), $\mathcal{L}_{\text{eich}}$ beschreibt analog zu den Termen $F^{\mu\nu}F_{\mu\nu}$ und $-(q\bar{\psi}\gamma^\mu\psi)A_\mu$ die Dynamik der Eichfelder – also hier die der Vektor-Superfelder – und die Kopplung derselben an die chiralen Superfelder. Im Superfeldformalismus ist die Bedingung $\lambda_S = \lambda_f^2$ aus Gleichung (1.37) automatisch erfüllt, da in $\mathcal{L}_{\text{eich}}$ die Bosonen und die Fermionen der chiralen Supermultipletts mit den gleichen Kopplungen eingehen. $\mathcal{L}_{\text{eich}}$ beschreibt insbesondere die Kopplungen der Fermionen ψ_i in den chiralen Superfeldern Ψ_i an die Vektorfelder A_i^μ aus den Vektorsuperfeldern V_i . Da ψ_i und A_i^μ später mit den Leptonen und Quarks bzw. den Eichbosonen identifiziert werden sollen, sind alle Kopplungen in $\mathcal{L}_{\text{eich}}$ durch die aus dem Standardmodell bekannten Werte festgelegt. Der letzte Term \mathcal{L}_W soll die Kopplungen der chiralen Superfelder untereinander beschreiben. Hier verlangen Eich- und SUSY-Invarianz die Form [12]

$$\mathcal{L}_W = - \sum_i \left| \frac{\partial W}{\partial \Psi_i} \right|^2 - \frac{1}{2} \sum_{i,j} \left[\bar{\psi}_i \frac{\partial^2 W}{\partial \Psi_i \partial \Psi_j} \psi_j + \text{herm. konj.} \right]$$

mit dem sogenannten Superpotential

$$W = M^{ij} \Psi_i \Psi_j + \lambda^{ijk} \Psi_i \Psi_j \Psi_k . \quad (1.38)$$

Die Wahl dieses Superpotentials ist die einzige Freiheit bei der Konstruktion supersymmetrischer Modelle nach Festlegung der Superfelder und der Eichsymmetrien.

Zwei interessante Züge der Supersymmetrie haben sich schon gezeigt: Quadratische Divergenzen werden auf natürliche Weise vermieden und die Einbeziehung der Gravitation in einen gemeinsamen Formalismus mit der starken und der elektroschwachen Wechselwirkung deutet sich an.

Wie bereits angekündigt, soll nun jedoch ein konkretes Modell vorgestellt werden – das sogenannte CMSSM.

Kapitel 2

Das CMSSM

In diesem Kapitel wird die minimale supersymmetrische Erweiterung des Standardmodells vorgestellt. Dieses „Minimale Supersymmetrische Standardmodell“ (MSSM) hat – wie in Abschnitt 2.2 beschrieben wird – im allgemeinen eine recht große Zahl freier Parameter. Es können jedoch einige Einschränkungen formuliert werden, die die Anzahl der Parameter deutlich verringern, man spricht dann vom *constrained* (eingeschränkten) MSSM – abgekürzt CMSSM. Nach allgemeinen Betrachtungen des MSSM und seiner Parameter sollen hier insbesondere die phänomenologischen Aspekte des CMSSM im Vordergrund stehen. Die wesentlichen Begriffe supersymmetrischer Theorien wurden bereits in Abschnitt 1.3 vorgestellt.

Zum MSSM und seiner Phänomenologie existieren zahlreiche Übersichtsartikel wie etwa [10, 11, 12, 13], die diesem Kapitel als Vorlagen dienen.

2.1 Grundlegendes

2.1.1 Die Superfelder des MSSM

Im Standardmodell gibt es die folgenden fundamentalen Felder: Die Fermionen – also die Leptonen und die Quarks – werden in linkshändige Isospin-Dubletts

$$\begin{pmatrix} \nu_i \\ \ell_i \end{pmatrix}_L \quad \text{und} \quad \begin{pmatrix} u_i \\ d_i \end{pmatrix}_L$$

und rechtshändige Isospin-Singulets

$$\ell_{iR}, \quad u_{iR} \quad \text{und} \quad d_{iR}$$

eingeteilt (vgl. Tabelle 1.2 auf Seite 14), hinzu kommen die vektoriellen Eichbosonen W^1, W^2, W^3, B und g und das skalare Higgs-Boson H^0 .

Im Rahmen des MSSM werden nun die Lepton-Doublets $\begin{pmatrix} \nu_i \\ \ell_i \end{pmatrix}_L$ mit den neu eingeführten Isospin-Doublets $\begin{pmatrix} \tilde{\nu}_i \\ \tilde{\ell}_{iL} \end{pmatrix}$, welche die skalaren Felder $\tilde{\nu}_i$ und $\tilde{\ell}_{iL}$ enthalten, zu sogenannten linkshändigen Lepton-Superdoublets L_i zusammengefaßt. Das Gleiche geschieht mit den Quark-Doublets $\begin{pmatrix} u_i \\ d_i \end{pmatrix}_L$, die mit ihren skalaren Partnern $\begin{pmatrix} \tilde{u}_{iL} \\ \tilde{d}_{iL} \end{pmatrix}$ die linkshändigen Quark-Superdoublets Q_i bilden. Die rechtshändigen Fermionen ℓ_{iR} , u_{iR} und d_{iR} bekommen ebenfalls skalare Partner $\tilde{\ell}_{iR}$, \tilde{u}_{iR} und \tilde{d}_{iR} , mit denen sie in die rechtshändigen Super-singulets E_i , U_i und D_i eingeteilt werden. Zu den Bezeichnungen links- und rechtshändig muß noch angemerkt werden, daß ein Teilchen mit dem Spin 0 selbstverständlich keine Händigkeit besitzen kann, die Indizes L und R bei den mit einer Tilde versehenen skalaren Partnern geben lediglich an, ob es sich um den Partner des links- bzw. rechtshändigen Fermions handelt.

In Abschnitt 1.1.3 wurde das Higgsfeld $\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$ eingeführt, ein Isospin-Dublett mit der schwachen Hyperladung $Y = 1$, welches durch Brechung der $SU(2)_L \times U(1)$ -Symmetrie den Eichbosonen eine Masse gab. Aus Gründen, auf die später noch eingegangen werden soll, müssen im MSSM zwei solcher Doublets auftreten, $\begin{pmatrix} H_1^0 \\ H_1^- \end{pmatrix}$ mit $Y = -1$ und $\begin{pmatrix} H_2^+ \\ H_2^0 \end{pmatrix}$ mit $Y = 1$, die mit ihren fermionischen Partnern zwei weitere chirale Supermultipletts \hat{H}_1 und \hat{H}_2 bilden.

Schließlich faßt man noch die Eichbosonen W^1, W^2, W^3, B und g mit ihren Spin- $\frac{1}{2}$ -Partnern $\tilde{W}^1, \tilde{W}^2, \tilde{W}^3, \tilde{B}$ und \tilde{g} zu Vektor-Supermultipletts zusammen.

2.1.2 Teilchenspektrum und R -Parität

Bevor auf die Wechselwirkungen der im letzten Abschnitt definierten Felder eingegangen wird, soll das Teilchenspektrum des MSSM kurz zusammengestellt werden. Wie auch im Standardmodell werden wir dabei nicht die Eichfelder W^1, W^2, W^3 und B betrachten, sondern deren Linearkombinationen W^\pm, γ und Z^0 . Die zwei eingeführten Higgs-Doublets liefern nach der Brechung der elektroschwachen Symmetrie fünf physikalische Bosonen, nämlich zwei neutrale Skalare h^0 und H^0 , einen neutralen Pseudoskalar A^0 und zwei geladene Skalare H^+ und H^- . Das sich so ergebende Teilchenspektrum des MSSM ist in Tabelle 2.1 zusammengefaßt.

Nun soll noch eine neue multiplikative Quantenzahl R_p eingeführt werden, die sogenannte R -Parität

$$R_p = (-1)^{3B+L+2S} . \quad (2.1)$$

Hierbei sind L und B die Lepton- und die Baryonzahl (vgl. Tabelle 1.1) und S

der Spin. Man kann leicht nachrechnen, daß für alle Standardmodellteilchen $R_p = +1$ und für alle Superpartner $R_p = -1$ gilt.

In Abschnitt 2.3 wird noch genauer auf die wichtige Rolle dieser Größe für die Phänomenologie eingegangen.

Teilchen			SUSY-Partner			Masseneigenzustände
Spin			Spin			
Fermionen			Sfermionen			
Neutrinos	ν	1/2	Sneutrinos	$\tilde{\nu}$	0	$\tilde{\ell}_{1,2}$ $\tilde{q}_{1,2}$
Leptonen	ℓ	1/2	Sleptonen	$\tilde{\ell}_{L,R}$	0	
Quarks	q	1/2	Squarks	$\tilde{q}_{L,R}$	0	
Bosonen						Gauginos
Photon	γ	1	Photino	$\tilde{\gamma}$	1/2	Neutralinos $\tilde{\chi}_{1,2,3,4}^0$
Z-Boson	Z^0	1	Zino	\tilde{Z}^0	1/2	
Higgs-Bosonen	h^0, H^0, A^0	0	Higgsinos	$\tilde{H}_{1,2}^0$	1/2	Charginos $\tilde{\chi}_{1,2}^\pm$
W-Boson	W^\pm	1	Wino	\tilde{W}^\pm	1/2	
Gluon	g	1	Gluino	\tilde{g}	1/2	
Graviton	G	2	Gravitino	\tilde{G}	3/2	
$R_p = +1$			$R_p = -1$			

Tabelle 2.1: Das Teilchenspektrum des MSSM. Die Partnerteilchen der Fermionen werden benannt, indem ein „S“ (wie Skalar) vor den Namen des entsprechenden Fermions gestellt wird, die Partner der Bosonen bekommen die Endung „-ino“. Die Partnerteilchen der Higgs- und der Eichbosonen faßt man unter dem Namen Gauginos zusammen (von engl. *gauge boson* für Eichboson). Die Gauginos können mischen, falls sie gleiche Ladungen tragen. Die Masseneigenzustände der geladenen Gauginos bezeichnet man als Charginos $\tilde{\chi}_i^\pm$ ($i = 1, 2$), die der neutralen als Neutralinos $\tilde{\chi}_i^0$ ($i = 1, 2, 3, 4$), die Nummerierung erfolgt dabei aufsteigend mit zunehmender Masse. Analog dazu kann es zwischen den „rechtshändigen“ und den „linkshändigen“ Sfermionen zu Mischungen kommen.

2.1.3 Das Superpotential

Wie in Abschnitt 1.3 erwähnt, sind durch die Vorgabe der Superfelder bereits der kinetische Anteil (d. h. die Terme mit den Ableitungen der einzelnen Felder) und der Teil der Lagrangedichte festgelegt, der die Wechselwirkung zwischen den vektoriellen und den chiralen Supermultipletts beschreibt. Die einzige Freiheit bei der Konstruktion der Lagrangedichte besteht noch darin, das Superpotential zu wählen, durch das die Kopplungen der chiralen Supermultipletts untereinander bestimmt werden.

Das allgemeinste Superpotential W , welches renormierbar und invariant unter der Eichgruppe $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ des Standardmodells ist, kann man als Summe von zwei Anteilen schreiben:

$$W = W_{RPC} + W_{RPV} \quad \text{mit}$$

$$W_{RPC} = \lambda_{ij}^U Q_i \bar{U}_j \hat{H}_2 + \lambda_{ij}^D Q_i \bar{D}_j \hat{H}_1 + \lambda_{ij}^L L_i \bar{E}_j \hat{H}_1 + \mu \hat{H}_1 \hat{H}_2, \quad (2.2)$$

$$W_{RPV} = \lambda_{ijk} L_i L_j \bar{E}_k + \lambda'_{ijk} L_i Q_j \bar{D}_k + \lambda''_{ijk} \bar{U}_i \bar{D}_j \bar{D}_k + \epsilon_i L_i \hat{H}_2. \quad (2.3)$$

i, j und k sind die Generationsindizes, über die zu summieren ist. Der letzte Ausdruck $\epsilon_i L_i H_2$ in (2.3) läßt sich allerdings aufgrund der Eichinvarianz „wegrotieren“, weswegen er im folgenden nicht mehr berücksichtigt wird. Treten in einem Term mehrere Dubletts auf (wie z. B. in $\lambda_{ijk} L_i L_j \bar{E}_k$), so muß auf antisymmetrische Weise über die hier nicht ausgeschriebenen Isospinindizes summiert werden. Der Beitrag des $LL\bar{E}$ -Ausdrucks zur Lagrangedichte lautet daher [13]

$$\mathcal{L}_{LL\bar{E}} = \lambda_{ijk} \left[\tilde{\nu}_i \bar{e}_{kR} e_{jL} + \tilde{e}_{jL} \bar{e}_{kR} \nu_i + \tilde{e}_{kR} \nu_i e_{iL} - (i \leftrightarrow j) \right] + \text{herm. konj.}$$

Er erhält offensichtlich nicht die Leptonzahl. Analog folgt, daß durch den $LQ\bar{D}$ -Ausdruck ebenfalls die Lepton- und durch den $\bar{U}\bar{D}\bar{D}$ -Term die Baryonzahlerhaltung verletzt werden. Folglich erhalten diese Terme nicht die in (2.1) definierte Größe R_p . W_{RPV} wird daher als R -paritätsverletzendes Superpotential bezeichnet – englisch „ R parity violating“, kurz RPV , im Gegensatz zu „ R parity conserving“ oder RPC . Die Konsequenzen für die Phänomenologie durch W_{RPV} werden in Abschnitt 2.3 noch ausführlich besprochen.

Zuerst soll jedoch das R -paritätserhaltende Superpotential W_{RPC} erläutert werden. W_{RPC} ist die supersymmetrische Verallgemeinerung der Yukawa-Terme (1.22), durch welche die Fermionen im Standardmodell nach der Brechung der $SU(2)_L \times U(1)_Y$ -Symmetrie ihre Masse bekommen.

Der Term $\mu \hat{H}_1 \hat{H}_2$ liefert die Massenterme für die Higgs-Bosonen, weswegen man μ auch den Higgs-Massenparameter nennt. μ ist ein freier Parameter der Theorie und kann sowohl positive als auch negative Werte annehmen.

Bei den Faktoren $\lambda^{U,D,L}$ könnte es sich a priori um beliebige 3×3 -Matrizen handeln, welche die verschiedenen Generationen mischen. Die Terme, vor denen sie stehen, verursachen jedoch die Massen- und die Mischungsterme der Standardmodell-Teilchen. Da im Standardmodell keine Mischung im Lepton-Sektor beobachtet wird, muß λ^L diagonal sein¹. Desweiteren muß die Mischung im Quark-Sektor der Mischung durch die CKM-Matrix entsprechen. Zwischen den Massen der Fermionen und den Vakuumerwartungswerten der Higgs-Dubletts bestehen ebenfalls wieder Beziehungen der Form $\sqrt{2} m = \lambda v$ (vgl. Abschnitt 1.1.3), daher sind die Yukawa-Kopplungen $\lambda^{U,D,L}$ bereits durch die im Standardmodell bestimmten Massen und Mischungen und durch die beiden Vakuumerwartungswerte v_1 und v_2 festgelegt.

Hier soll noch die Begründung für die Einführung von zwei Higgs-Dubletts gegeben werden: Allgemeine Überlegungen zeigen, daß im Superpotential keine komplex konjugierten Felder auftreten dürfen, da dies die Supersymmetrie verletzen würde (siehe etwa [10, S. 21]). Man braucht jedoch ein Higgs-Dublett mit $Y = -1$ und eines mit $Y = +1$, um $U(1)_Y$ -invariante Kopplungen an die *down*-Quarks d , s und b und die Leptonen, die alle $Y < 0$ haben, und an die *up*-Quarks u , c und t mit $Y > 0$ zu erhalten. Im Standardmodell konnte man hierfür einfach das konjugierte Higgs-Feld benutzen, aber gerade das ist im Rahmen einer supersymmetrischen Theorie nicht möglich. Zudem heben die Higgsinos im zweiten Dublett gerade die sogenannten Dreiecksanomalien – d. h. Divergenzen durch Fermionschleifen in einem $Z^0 W^+ W^-$ -Vertex – auf, welche die Higgsinos eines einzelnen Higgs-Dubletts verursachen würden.

2.2 Symmetriebrechung und Parameter

Offensichtlich ist das Modell, das wir bis hierher betrachtet haben, noch nicht realistisch. Zum einen sind bislang alle Teilchen masselos. Würde man nun aber Massen für die Fermionen und die Sfermionen einführen, so müßten aufgrund der geforderten Invarianz unter SUSY-Transformationen die Massen der SUSY-Teilchen genau die gleichen Werte haben wie die ihrer Standardmodell-Partner. Das Seletron, d. h. ein Spin-0-Teilchen der Ladung $-e$ mit der Masse 511 keV, z. B. hätte jedoch schon längst entdeckt werden müssen. Demzufolge kann die Supersymmetrie keine exakte Symmetrie sein.

¹Neueste Messungen liefern jedoch Anhaltspunkte, daß diese Annahme nicht mehr zutrifft. Siehe auch hierzu den Artikel von B. Kayser in [7].

Um ein realistisches Modell zu erhalten, welches das Standardmodell einschließt, müssen also zwei Symmetrien gebrochen werden: SUSY und $SU(2)_L \times U(1)_Y$. In diesem Abschnitt sollen die hierzu verwendeten Mechanismen und die mit ihnen eingeführten Modellparameter vorgestellt werden.

2.2.1 SUSY-Brechung

Es existieren zahlreiche Modelle, die zu beschreiben versuchen, auf welche Weise die Supersymmetrie gebrochen wird. In den meisten dieser Modelle werden analog zum Vorgehen beim Higgs-Mechanismus weitere Felder und Wechselwirkungen eingeführt, die zu einer spontanen Brechung von SUSY führen sollen, aber bei unseren „niedrigen“ Energien nicht beobachtbar sind.

Da man überhaupt keine Hinweise auf den genauen Mechanismus der SUSY-Brechung hat, behilft man sich, indem die Brechung explizit eingeführt wird. Das MSSM wird dabei als eine effektive Theorie aufgefaßt, d. h. als Niedrigenergienäherung einer GUT, die möglicherweise auch die Gravitation einschließt. Man fügt „von Hand“ weitere Terme zur Lagrangedichte hinzu, durch welche die SUSY gebrochen wird. Diese Terme dürfen jedoch nicht wieder quadratische Divergenzen verursachen, da das Verschwinden derselben ja eine der Motivationen für die Beschäftigung mit supersymmetrischen Modellen war. Terme, die dies erfüllen, bezeichnet man als „weich“. Folgende $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ -invariante Ausdrücke sind möglich:

- Massenterme für die Sfermionen und die Higgs-Felder:

$$m_\phi^2 \phi^2 \quad \text{mit } \phi = \tilde{u}_{L,R}, \tilde{d}_{L,R}, \tilde{\ell}_{L,R}, \tilde{\nu}, H_{1,2}. \quad (2.4)$$

Durch diese kann man den Sfermionen beliebige Massen geben. Bei den m_ϕ^2 kann es sich i. a. um Matrizen handeln, durch welche die verschiedenen Generationen gemischt werden. Dies wird jedoch meist ausgeschlossen, um z. B. sogenannte FCNC-Prozesse (*flavour changing neutral currents*) durch Sfermion-Schleifen zu verhindern.

- Massenterme für die fermionischen Partner der Eichbosonen:

$$\frac{1}{2} m_\psi \psi^2 \quad \text{mit } \psi = \tilde{B}, \tilde{W}^i, \tilde{g},$$

durch die ebenfalls beliebige Massen eingeführt werden können.

- Die trilinearen Terme

$$\lambda^D A_d H_1 \tilde{q} \tilde{d}, \quad \lambda^U A_u H_2 \tilde{q} \tilde{u} \quad \text{und} \quad \lambda^L A_e H_1 \tilde{\ell} \tilde{e}, \quad (2.5)$$

\tilde{q}, \tilde{d} usw. bezeichnen hierbei die skalare Komponente des chiralen Multipletts Q, D usw. Die hier neu eingeführten Kopplungen $A_{d,u,e}$ sind a priori beliebige komplexe Matrizen. Diese Terme mischen die links- und die rechtshändigen Squarks und Sleptonen und können zur CP -Verletzung beitragen, weshalb Einschränkungen an sie formuliert werden können. So sollen sie vor allem in der dritten Generation beitragen, also z. B. für den noch zu besprechenden Fall der \tilde{t}_R - \tilde{t}_L -Mischung. Um dies anzudeuten, verwendet man die im letzten Abschnitt eingeführten Yukawa-Matrizen $\lambda^{D,U,L}$, deren Einträge ja proportional zu den jeweiligen Fermion-Massen sind, als „Vorfaktoren“.

- Schließlich ist noch ein bilinearer Mischungsterm $-\mu b_0 H_1 H_2$ mit dem neuen Parameter b_0 möglich.

Zusammengenommen werden durch die weiche Symmetriebrechung 105 neue Parameter eingeführt. Wie jedoch bereits bei der Aufzählung der einzelnen Terme erwähnt wurde, lassen sich diese teilweise durch verschiedene experimentelle Befunde einschränken. Außerdem kann man durch die Forderung nach einheitlichen Kopplungen und Massen bei hohen Energien die Zahl der Freiheiten zusätzlich verringern. In Abschnitt 2.2.3 wird dies genauer erläutert.

2.2.2 Brechung der elektroschwachen Symmetrie

Auch im MSSM muß die elektroschwache Symmetrie gebrochen werden, wobei man wie im Standardmodell vom Potential für die Higgs-Felder ausgeht. Im jetzt vorliegenden Fall hat das Higgs-Potential jedoch nicht mehr die einfache Form $V = -\mu^2 \phi^2 + \lambda \phi^4$ aus Gleichung (1.21). Neben den sich aus der allgemeinen SUSY-Theorie ergebenden Termen, die vierte Potenzen der Higgs-Felder enthalten, erhält das Higgs-Potential quadratische Beiträge durch das Superpotential (2.2), die expliziten Massenterme (2.4) und den ebenfalls im letzten Abschnitt eingeführten bilinearen Mischungsterm. Die dem Parameter λ aus Gleichung (1.21) entsprechenden quartischen Kopplungen sind durch die Eichkopplungen festgelegt. Es bleiben lediglich die explizit eingeführten Massen m_{H_1, H_2} aus (2.4) und die beiden Mischungsparameter μ und b_0 als Parameter übrig, die jedoch gewisse Bedingungen erfüllen müssen, damit das Potential tatsächlich ein Minimum besitzt und auch zur Symmetriebrechung führt. Die Symmetriebrechung verläuft nun ganz analog zu der im Standardmodell, d. h. die Higgs-Felder bekommen die Vakuumerwartungswerte v_1 und v_2 , wodurch die Eichbosonen ihre Masse erhalten. Die Masse des W -Bosons ist jetzt durch $m_W^2 = e^2(v_1^2 + v_2^2)/2 \sin^2 \theta_W$

gegeben, v_1 und v_2 sind demzufolge nicht unabhängig. Man schreibt für das Verhältnis der beiden Vakuumerwartungswerte

$$\tan \beta = \frac{v_2}{v_1} .$$

Es kann immer $\tan \beta > 1$ gewählt werden. Die Massen der in Abschnitt 2.1.1 und Tabelle 2.1 bereits aufgezählten fünf physikalischen Higgs-Bosonen lassen sich durch die Parameter $\tan \beta$ und $|\mu b_0|$ sowie durch die Massen der Eichbosonen m_Z und m_W ausdrücken. Meist verwendet man die Masse m_A des Pseudoskalars A^0 anstelle der Kombination μb_0 als freien Parameter des Higgs-Sektors. Mehr zum Massenspektrum des MSSM findet sich in Abschnitt 2.3.

2.2.3 Einschränkung der Parameterzahl

Durch die explizite SUSY-Brechung wurden 105 neue Parameter eingeführt. Dies ist sicherlich eine unannehmbar große Zahl für eine fundamentale Theorie. Zudem ist das MSSM im größten Teil seines Parameterraumes unphysikalisch. So können die verschiedenen im vorletzten Abschnitt eingeführten Terme CP -Verletzung oder andere Effekte in einem Maße verursachen, das experimentell bereits ausgeschlossen ist.

Es existieren verschiedene Modelle, die es erlauben, die Zahl der Parameter deutlich zu verringern, indem Annahmen über den Mechanismus der SUSY-Brechung gemacht werden. Die zwei am häufigsten untersuchten Möglichkeiten sind unter den Namen GMSB- bzw. SUGRA-Modelle (von Supergravitation) bekannt. In GMSB-Modellen (*gauge mediated SUSY breaking*) geht man davon aus, daß die SUSY-Brechung bei relativ niedrigen Skalen erfolgt und dabei sogenannte Botenfelder mit einer Masse von 10^4 bis 10^5 GeV entstehen. Diese Botenfelder koppeln mit den aus dem Standardmodell bekannten Stärken an die Eichbosonen und liefern damit durch Schleifenbeiträge Massen für die Gauginos und die Sfermionen. Die Phänomenologie dieser Modelle, die ebenfalls Gegenstand experimenteller Untersuchungen sind (siehe z. B. [14]), unterscheidet sich jedoch von der der SUGRA-Modelle, welche den Rahmen für die vorliegende Arbeit liefern.

Einige Aspekte der Verbindung zwischen Gravitation und Supersymmetrie wurden bereits in Abschnitt 1.3 vorgestellt, auf die Details der Supergravitation (SUGRA) einzugehen, würde allerdings den Rahmen dieser Arbeit bei weitem sprengen. Hier soll nur angedeutet werden, wie in Modellen, in denen die SUSY-Brechung durch Gravitation vermittelt wird, weitere Abhängigkeiten zwischen a priori freien Parametern entstehen. Man geht hier vom sogenannten Kähler-Potential aus, das eine Funktion der chiralen

Felder und ihrer komplex Konjugierten ist. Aus diesem Kähler-Potential lassen sich Terme herleiten, die genau die Form der weichen SUSY-brechenden Terme aus Abschnitt 2.2.1 haben [15]. Nimmt man eine minimale Version dieses Potentials an, so haben bei der GUT-Skala Λ_{GUT} alle Gauginos die Masse $m_{1/2}$ und alle Skalare die Masse m_0 , und alle trilinearen Kopplungen $A_{e,u,d}$ aus (2.5) nehmen bei Λ_{GUT} den Wert A_0 an. Aus diesen Werten kann man dann die Massen und Kopplungen bei der elektroschwachen Skala berechnen, indem man durch das Lösen der sogenannten Renormierungsgruppengleichungen alle Massen und Kopplungen „rückwärts“ laufen läßt (vgl. Abschnitte 1.2.1 und 1.2.2). Unter diesen Annahmen – man spricht hier auch vom minimalen SUGRA-Modell oder mSUGRA – kommen zu den Parametern des Standardmodells lediglich fünf neue hinzu: $m_{1/2}$, m_0 , A_0 , $\tan\beta$ und μ . Oft wird dieses Modell als CMSSM bezeichnet, im Rahmen dieser Arbeit wird dieser Name jedoch für eine gegenüber mSUGRA gelockerte Version verwendet. So wird lediglich vorausgesetzt, daß alle Sfermionen – und nicht zusätzlich noch die Higgs-Felder – bei Λ_{GUT} dieselbe Masse m_0 haben sollen. Der Higgs-Sektor wird durch m_A und $\tan\beta$ parametrisiert. Anstelle einer universellen trilinearen Kopplung A_0 bei der GUT-Skala verwendet man die drei Kopplungen A_t , A_b und A_τ für die Sfermionen der dritten Generation bei der elektroschwachen Skala. Die Massen der „ungemischten“ Gauginos \tilde{B} , \tilde{W} und \tilde{g} bei der elektroschwachen Skala sind durch M_1 , M_2 und M_3 gegeben. Aus der Forderung, daß diese bei der GUT-Skala denselben Wert $m_{1/2}$ annehmen, ergeben sich die Beziehungen

$$M_1 = \frac{5}{3} \tan^2 \theta_W M_2 \quad \text{und} \quad M_3 = \frac{\alpha_S}{\alpha} \sin^2 \theta_W M_2 ,$$

so daß M_2 als freier Gaugino-Massenparameter gewählt werden kann.

Die freien Parameter des hier betrachteten CMSSM, die zu denen des Standardmodells aus Tabelle 1.3 hinzukommen, sind also

- m_0 (die universelle Sfermionmasse),
- M_2 (die Masse des $SU(2)$ -Gauginos),
- $\tan\beta$ (das Verhältnis der Higgs-Vakuumerwartungswerte),
- μ (der Higgs-Mischungsparameter),
- $A_{t,b,\tau}$ (die trilinearen Kopplungen der dritten Generation) und
- m_A (die Masse des pseudoskalaren Higgs-Bosons).

m_0 ist hierbei bei der GUT-Skala definiert, alle anderen Parameter bei der elektroschwachen Skala.

2.3 Phänomenologie

Nach den recht allgemeinen Betrachtungen der letzten Abschnitte soll nun auf die sich aus dem CMSSM ergebenden Vorhersagen eingegangen werden. Im ersten Unterabschnitt werden die Abhängigkeiten der möglichen Massen und Mischungen der SUSY-Teilchen und der neuen Higgs-Bosonen von den oben eingeführten Parametern untersucht. Von besonderem Interesse ist dabei die Natur des leichtesten supersymmetrischen Teilchens, welches nach der englischen Bezeichnung *lightest supersymmetric particle* kurz LSP genannt wird. Anschließend werden die Erzeugungsmechanismen für SUSY-Teilchen in e^+e^- -Kollisionen erläutert, bevor im letzten Unterabschnitt die in dieser Arbeit untersuchten Zerfälle vorgestellt werden.

2.3.1 Massenspektrum und LSP

Die hier angegebenen Formeln werden von dem in Kapitel 4 beschriebenen Monte-Carlo-Generator SUSYGEN [37] zur Berechnung des Massenspektrums verwendet.

Sfermionen

Neben den expliziten Massentermen (2.4) tragen auch die trilinearen Terme (2.5) zur Massenmatrix der Sfermionen bei. Die Massenterme in der Lagrangedichte nehmen daher die Form

$$(\tilde{f}_L, \tilde{f}_R) \begin{pmatrix} M_{\tilde{f}_L}^2 & M_{LR}^2 \\ M_{LR}^2 & M_{\tilde{f}_R}^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{f}_L \\ \tilde{f}_R \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

an. Die Matrixelemente sind durch

$$\begin{aligned} M_{\tilde{f}_L}^2 &= m_{\tilde{f}_L}^2 + m_f^2 + (I^3 - Q_f \sin^2 \theta_W) m_Z^2 \cos 2\beta, \\ M_{\tilde{f}_R}^2 &= m_{\tilde{f}_R}^2 + m_f^2 + Q_f \sin^2 \theta_W m_Z^2 \cos 2\beta \quad \text{und} \\ M_{LR}^2 &= \begin{cases} m_f(A_f - \mu \tan \beta) & \text{für } f = e_i, d_i \\ m_f(A_f - \mu \cot \beta) & \text{für } f = u_i \end{cases} \end{aligned}$$

gegeben. I_3 ist die dritte Komponente des Isospins, Q_f die elektrische Ladung und m_f die Masse des Partner-Fermions f (vgl. Tabellen 1.2 und 1.3).

Die Massen der Masseneigenzustände \tilde{f}_1 und \tilde{f}_2 ergeben sich durch die Diagonalisierung der Massenmatrix (2.6) zu

$$m_{\tilde{f}_1, \tilde{f}_2}^2 = \frac{1}{2} \left[M_{\tilde{f}_L}^2 + M_{\tilde{f}_R}^2 \mp \sqrt{\left(M_{\tilde{f}_L}^2 - M_{\tilde{f}_R}^2 \right)^2 + 4 M_{LR}^2} \right].$$

Die Nicht-Diagonalelemente tragen nur für große Fermionmassen bei, also in der dritten Generation. Dies gilt wegen $m_t \approx 175$ GeV insbesondere für das Top-Squark oder Stop \tilde{t} , wodurch das \tilde{t}_1 sogar das LSP werden kann. Für große Werte von $\tan \beta$ wird M_{LR}^2 auch für das Sbottom \tilde{b} und das Stau $\tilde{\tau}$ zu einer nicht vernachlässigbaren Aufspaltung zwischen $m_{\tilde{f}_1}$ und $m_{\tilde{f}_2}$ führen.

Die Masseneigenzustände lassen sich auch in der Form

$$\begin{aligned}\tilde{f}_1 &= \tilde{f}_L \cos \theta_{\tilde{f}} + \tilde{f}_R \sin \theta_{\tilde{f}} & \text{und} \\ \tilde{f}_2 &= -\tilde{f}_L \sin \theta_{\tilde{f}} + \tilde{f}_R \cos \theta_{\tilde{f}}\end{aligned}$$

schreiben. Der dadurch definierte Mischungswinkel $\theta_{\tilde{f}}$ ist durch die Parameter m_0 , μ , A_f und $\tan \beta$ bestimmt.

Gauginos

Die Massen der Charginos $\tilde{\chi}_{1,2}^\pm$, die durch die Mischung der geladenen Higgsinos und Winos gebildet werden, ergeben sich aus dem Superpotential (2.2) und den weichen SUSY-Brechungstermen:

$$\begin{aligned}m_{\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_2^\pm}^2 &= \frac{1}{2} \left[M_2^2 + 2m_W^2 + \mu^2 \right. \\ &\quad \left. \mp \sqrt{(M_2^2 - \mu^2)^2 + 4m_W^4 \cos^2 2\beta + 4m_W^2 (M_2^2 + \mu^2 + 2M_2\mu \sin^2 \beta)} \right].\end{aligned}\tag{2.7}$$

Bemerkenswert ist hier, daß $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ für $\mu \rightarrow 0$ praktisch verschwindet, wodurch kleine Werte von μ experimentell ausgeschlossen werden können.

In der Basis $(\tilde{B}, \tilde{W}^3, \tilde{H}_1^0, \tilde{H}_2^0)$ und mit den Abkürzungen $s = \sin$ und $c = \cos$ hat die Massenmatrix für die Neutralinos die Gestalt

$$\begin{pmatrix} M_1 & 0 & -m_Z c\beta s\theta_W & m_Z s\beta s\theta_W \\ 0 & M_2 & m_Z c\beta c\theta_W & -m_Z s\beta c\theta_W \\ -m_Z c\beta s\theta_W & m_Z c\beta s\theta_W & 0 & -\mu \\ m_Z s\beta s\theta_W & -m_Z s\beta c\theta_W & -\mu & 0 \end{pmatrix}.$$

Durch Diagonalisieren erhält man die Massen $m_{\tilde{\chi}_1^0} < \dots < m_{\tilde{\chi}_4^0}$. Die Masseneigenzustände $\tilde{\chi}_1^0$ bis $\tilde{\chi}_4^0$ entsprechen im allgemeinen nicht einem Photino, Zino usw. Nur für den Fall $M_1 = M_2$ ist das Photino $\tilde{\gamma}$ auch ein Masseneigenzustand. Im Rahmen des CMSSM gilt jedoch $M_1 = \frac{5}{3} \tan^2 \theta_W M_2$, so daß hier immer mehr oder weniger komplizierte Mischungen vorliegen.

Higgs-Sektor

In erster Ordnung sind die Massen der Higgs-Bosonen durch die zwei Parameter $\tan\beta$ und m_A bestimmt. Auf diesem Niveau lassen sich Aussagen über die Hierarchie der Higgs-Massen machen:

$$m_h < m_Z |\cos 2\beta|, \quad m_h < m_A, \quad m_H > m_Z \quad \text{und} \quad m_{H^\pm} > m_W.$$

Das leichteste Higgs-Boson h^0 sollte also nicht schwerer als das Z^0 sein. Diese Aussagen treffen allerdings nicht mehr zu, wenn Strahlungskorrekturen berücksichtigt werden [16]. So ergibt sich eine theoretische obere Grenze von $m_h \lesssim 150$ GeV.

Die Suche nach den Higgs-Bosonen des MSSM ist jedoch nicht der Gegenstand dieser Arbeit. Hierzu wurden zahlreiche andere Analysen angestellt, z. B. [17] und [18]. Für großes m_A verhält sich der Higgs-Sektor des MSSM wie der des Standardmodells und die Ergebnisse der Suche nach dem Standardmodell-Higgs lassen sich auch im Rahmen des MSSM interpretieren [19].

Das LSP

Bevor die Frage nach dem leichtesten supersymmetrischen Teilchen beantwortet wird, soll im Vorgriff auf die nächsten beiden Abschnitte eine der Konsequenzen von R -Paritätserhaltung bzw. -verletzung erwähnt werden. R_p wurde als multiplikative Quantenzahl eingeführt. Für die Standardmodellteilchen gilt $R_p = +1$, für die SUSY-Partner $R_p = -1$. Die (meist nur phänomenologisch begründete) Forderung nach R -Paritätserhaltung hat zur Folge, daß in einem Vertex jeweils nur eine gerade Anzahl von SUSY-Teilchen auftreten darf. Insbesondere bedeutet das, daß das LSP absolut stabil ist, denn der Zerfall in andere supersymmetrische Teilchen ist kinematisch nicht möglich, der Zerfall in Standardmodell-Teilchen aufgrund der R -Paritätserhaltung verboten. U. a. aus der Kosmologie gibt es Argumente, durch die ein stabiles LSP mit elektrischer Ladung oder Farbladung ausgeschlossen wird [20]. In den meisten R_p -erhaltenden Modellen wird daher das leichteste Neutralino $\tilde{\chi}_1^0$ als LSP angesehen. Als ausschließlich schwach wechselwirkendes massives Teilchen wäre das $\tilde{\chi}_1^0$ ein idealer Kandidat für dunkle Materie (siehe z. B. den Artikel von M. Drees und G. Garbier in [7]).

Die Situation ändert sich nun vollkommen, wenn R -Paritätsverletzung zugelassen wird, wenn also das LSP nicht mehr stabil sein muß: Praktisch alle Superteilchen können jetzt diese Rolle übernehmen. Vor allem das leichtere der beiden Top-Squarks \tilde{t}_1 ist aufgrund der starken Mischung und der dadurch bedingten großen Massenaufspaltung zwischen dem \tilde{t}_1 und dem \tilde{t}_2 ein bevorzugter Kandidat.

2.3.2 Erzeugungsmechanismen

In e^+e^- -Stößen ist die Erzeugung supersymmetrischer Teilchen prinzipiell auch über die R -paritätsverletzenden Kopplungen des Superpotentials W_{RPV} aus (2.3) möglich. Der resonante Prozeß $e^+ + e^- \rightarrow \tilde{\nu}_j$ ($j = 2, 3$) über den Term $\lambda_{1j1} L_1 L_j \bar{E}_1$ ist ein Beispiel hierfür. Im Rahmen der hier besprochenen Analysen soll jedoch nur die R_p -erhaltende Paarerzeugung untersucht werden, da diese zumindest im Falle der Sfermionen ausschließlich durch die Eichkopplungen und die Massen der beteiligten Teilchen bestimmt wird.

Falls also die Masse der SUSY-Teilchen kleiner ist als die halbe Schwerpunktsenergie, können diese paarweise erzeugt werden. In den Abbildungen 2.1 und 2.2 sind die Diagramme erster Ordnung zusammengestellt, die für die weiteren Untersuchungen von Relevanz sind.

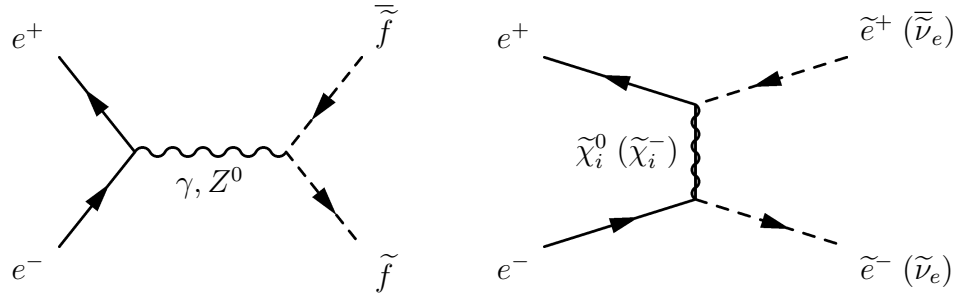


Abbildung 2.1: Paarerzeugung von Sfermionen im s -Kanal (links) – insbesondere sind hier die in dieser Arbeit untersuchten Fälle $\tilde{f} = \tilde{e}_R, \tilde{\mu}_R, \tilde{\tau}_R$ und \tilde{t}_1 enthalten, dieses Diagramm existiert jedoch ohne γ -Austausch auch für Sneutrinos – und im t -Kanal, der nur einen Beitrag für Selektren und die Sneutrinos der ersten Generation liefert (rechts).

Paare von Sfermionen, Staus und Squarks können – in erster Ordnung – nur über das in Abb. 2.1 links gezeigte s -Kanal-Diagramm erzeugt werden. Der Beitrag des Photonaustausches ist dabei für rechts- und linkshändige Sfermionen gleich. Die Kopplung an das Z^0 ist jedoch proportional zu $I_3 - Q \sin^2 \theta_W$. Da für die linkshändigen Sfermionen $I_3 = 1/2$ und für die rechtshändigen $I_3 = 0$ gilt, ist der Beitrag durch den Z^0 -Austausch also für die rechtshändigen geringer. Damit liegt der Wirkungsquerschnitt für die Paarerzeugung von linkshändigen Sfermionen stets über dem von rechtshändigen. Diese Aussage bleibt auch für den Prozeß $e^+e^- \rightarrow \tilde{e}^+\tilde{e}^-$ richtig. Hier muß allerdings noch der Beitrag des Neutralino-Austausches im t -Kanal berücksichtigt werden, der von Masse und Feldgehalt des Neutralinos und damit von den Parametern M_2, μ und $\tan \beta$ abhängt und den Wirkungsquerschnitt um bis zu eine Größenordnung gegenüber dem ohne t -Kanal-Diagramm erhöhen oder erniedrigen kann [21].

Eine besondere Rolle nimmt hier wiederum wegen seiner Mischung das \tilde{t}_1 ein. Es gilt ja $\tilde{t}_1 = \tilde{t}_L \cos \theta_{\tilde{t}} + \tilde{t}_R \sin \theta_{\tilde{t}}$, das \tilde{t}_1 hat also eine rechtshändige und eine linkshändige Komponente, die unterschiedlich an das Z^0 koppeln. Der relevante Kopplungsterm ist proportional zu $1/2 \cos^2 \theta_{\tilde{t}} - 2/3 \sin \theta_W$ und verschwindet für $\theta_{\tilde{t}} \approx 0,98$. Für diesen speziellen Mischungswinkel entkoppelt das \tilde{t}_1 also vom Z^0 und nur die Paarerzeugung durch γ -Austausch ist möglich, was zu einem Minimum des Erzeugungswirkungsquerschnitts führt. Maximal wird dieser für $\theta_{\tilde{t}} = 0$, also für $\tilde{t}_1 = \tilde{t}_L$. Der Wirkungsquerschnitt für den Prozeß $e^+e^- \rightarrow \tilde{t}_1\tilde{t}_1$ hängt damit bei gegebener Schwerpunktsenergie \sqrt{s} nur vom Mischungswinkel $\theta_{\tilde{t}}$ und der Masse $m_{\tilde{t}_1}$ des \tilde{t}_1 ab.

Gauginos können durch die in Abb. 2.2 zusammengefaßten Prozesse paarweise erzeugt werden. Die Wirkungsquerschnitte hängen hierbei von Feldgehalt und Masse der jeweils betrachteten Gauginos und im Falle der t -Kanal-Diagramme auch von der Masse des Selektrens bzw. Sneutrinos ab. Damit gehen die MSSM-Parametern M_2 , μ , $\tan \beta$ und m_0 in ihre Berechnung ein.

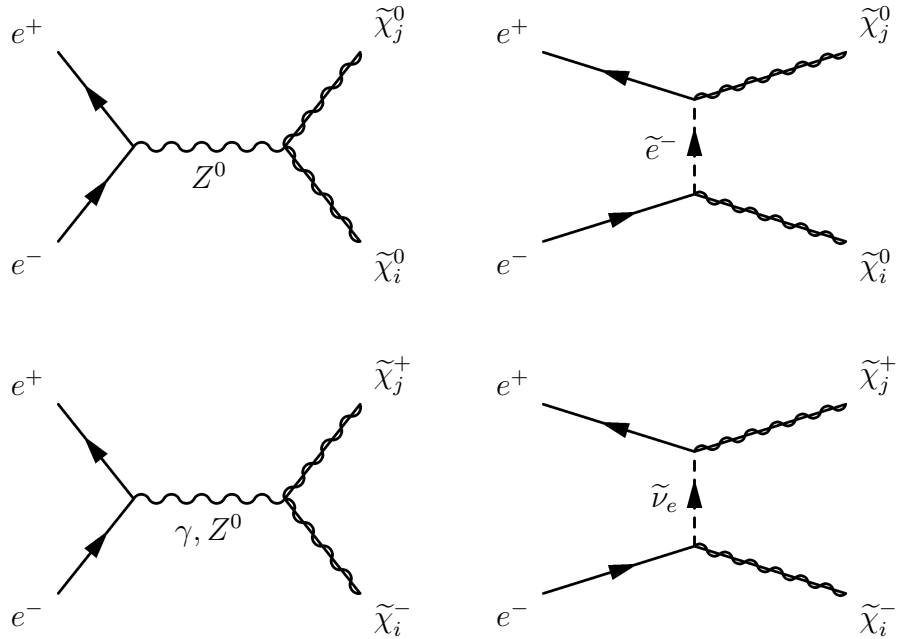


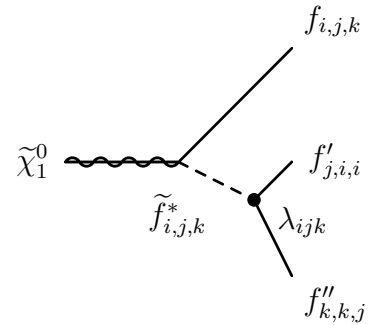
Abbildung 2.2: Paarerzeugung von Neutralinos im s -Kanal (oben links) und im t -Kanal (oben rechts), der einen positiven Beitrag zum Wirkungsquerschnitt liefert. Die unteren Diagramme zeigen die beiden Erzeugungskanäle für Charginos, die hier destruktiv interferieren [12]. Jede kinematisch erlaubte Kombination der Indizes i und j ist möglich, für die Datenanalyse wird nur der Fall $i = j = 1$ betrachtet. Bei der Interpretation müssen jedoch auch die anderen Möglichkeiten in Betracht gezogen werden (vgl. Kap. 6).

2.3.3 Zerfälle supersymmetrischer Teilchen

In dieser Arbeit werden zwei grundsätzlich verschiedene R_p -verletzende Zerfallsmechanismen untersucht. Beim ersten handelt es sich um sogenannte direkte Zerfälle. Hierbei wird angenommen, daß das SUSY-Teilchen, welches Gegenstand der jeweiligen Analyse ist, das LSP ist, das daher ausschließlich R -paritätsverletzend zerfallen kann. Die zweite Möglichkeit – hier wird von indirekten Zerfällen gesprochen – kann dann auftreten, wenn das untersuchte supersymmetrische Teilchen das zweitleichteste SUSY-Teilchen (NLSP, von *next-to-lightest SUSY particle*) ist. In diesem Falle kann es zuerst unter Erhaltung von R_p in Standardmodellteilchen und das LSP zerfallen, welches dann wiederum direkt R_p -verletzend zerfällt. Bei den in Kapitel 5 beschriebenen Analysen wird dabei das leichteste Neutralino $\tilde{\chi}_1^0$ als LSP angenommen. Die beiden Mechanismen sollen nun genauer vorgestellt werden.

Direkte Gaugino-Zerfälle

Zuerst soll der direkte Neutralino-Zerfall betrachtet werden, da dieser auch wieder als letzter Schritt in der indirekten Zerfallskette auftreten wird. Das allgemeine Diagramm ist in der nebenstehenden Abbildung dargestellt. λ_{ijk} steht hier – wie auch gelegentlich in den folgenden Ausführungen – stellvertretend für alle drei Kopplungen λ , λ' und λ'' . Das Neutralino zerfällt also in drei Fermionen f , f' und f'' , wobei ein virtuelles Sfermion \tilde{f}^* auftritt.



Ob es sich bei den Fermionen im Endzustand um Leptonen oder Quarks handelt, ist dabei durch den R_p -verletzenden Operator gegeben. Die Flavours von f , f' und f'' werden durch die Indizes der λ -Kopplung bestimmt. Die verschiedenen möglichen Endzustände sind in Tabelle 2.2 zusammengestellt.

	$\lambda_{ijk} L_i L_j \bar{E}_k$	$\lambda'_{ijk} L_i Q_j \bar{D}_k$	$\lambda''_{ijk} \bar{U}_i \bar{D}_j \bar{D}_k$
$\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow$	$\ell_i^+ \nu_j \ell_k^-$ $\nu_i \ell_j^+ \ell_k^-$	$\ell_i^- u_j \bar{d}_k$ $\nu_i d_j \bar{d}_k$	$u_i d_j d_k$

Tabelle 2.2: Endzustände der direkten R_p -verletzenden Neutralino-Zerfälle. Die Endzustände mit den jeweiligen Antiteilchen sind hier nicht aufgeführt.

Zerfallen paarweise produzierte Neutralinos über den Operator $LL\bar{E}$, so erwartet man vier geladene Leptonen und fehlenden Impuls durch die nicht nachgewiesenen Neutrinos als experimentelle Signatur. Betrachtet man den $LQ\bar{D}$ -Term, so entstehen in jedem Falle vier Quarks. Abhängig davon, ob in den Zerfällen der beiden Neutralinos jeweils ein Neutrino oder ein geladenes Lepton vorkommt, werden zusätzlich zu den durch die Fragmentierung der vier Quarks gebildeten hadronischen Jets entweder fehlender Impuls, ein geladenes Lepton und fehlender Impuls oder zwei geladene Leptonen erwartet. Der durch $\bar{U}\bar{D}\bar{D}$ vermittelte Zerfall eines $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$ -Paares führt dagegen immer zu sechs Jets.

Gemischte Zerfälle, bei denen z. B. ein $\tilde{\chi}_1^0$ über $LL\bar{E}$, das andere jedoch über $\bar{U}\bar{D}\bar{D}$ zerfällt, werden aus Gründen, die in Abschnitt 2.4 noch erläutert werden, nicht in Betracht gezogen.

Die Zerfallsbreite – und damit auch die Lebensdauer – des leichtesten Neutralinos hängt von verschiedenen Faktoren ab; zum einen von der Kopplung des $\tilde{\chi}_1^0$ an das virtuelle Sfermion \tilde{f}^* , welche durch den Feldgehalt des $\tilde{\chi}_1^0$ gegeben ist, von der Masse des Sfermions $m_{\tilde{f}}$ und natürlich von der Größe der λ -Kopplung. Falls das leichteste Neutralino ein reines Photino ist (d. h. $\tilde{\chi}_1^0 = \tilde{\gamma}$) und lediglich ein Zerfallskanal über den $LL\bar{E}$ -Operator beiträgt, so ist seine Lebensdauer τ durch

$$\tau = 10^{-17} \times \left(\frac{m_{\tilde{\ell}}^4}{\lambda^2 \cdot m_{\tilde{\gamma}^2}^5} \right) \text{ Sekunden}$$

gegeben [22]. Die Masse des Photinos $m_{\tilde{\gamma}}$ und die des (virtuell ausgetauschten) Sleptons $m_{\tilde{\ell}}$ sind hierbei in GeV einzusetzen. Geht man von $m_{\tilde{\ell}} \approx 100$ GeV aus und fordert, daß das Neutralino innerhalb weniger Millimeter zerfallen soll, so ergibt dies für den am Beschleuniger LEP zugänglichen Bereich von $m_{\tilde{\gamma}}$ eine Sensitivität für Kopplungen $\lambda \gtrsim 10^{-5}$. Dies liegt unter den meisten bislang bestimmten experimentellen Grenzen auf die R_p -verletzenden Kopplungen (siehe Abschnitt 2.4). Für längere Lebensdauern ließen sich Sekundärvertices nachweisen oder der Zerfall fände sogar erst außerhalb des Detektorvolumens statt. Letzteres würde eine experimentelle Signatur liefern, die der des Falles ohne Verletzung der R -Parität entspricht. Diese beiden Möglichkeiten werden in der vorliegenden Arbeit jedoch nicht weiter behandelt.

Der direkte R_p -verletzende Zerfall des leichtesten Charginos $\tilde{\chi}_1^+$ verläuft über das gleiche Diagramm wie der des $\tilde{\chi}_1^0$. Die möglichen Endzustände unterscheiden sich jedoch. Sie sind in Tabelle 2.3 aufgelistet.

Die experimentellen Signaturen für die Zerfälle von $\tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$ -Paaren über die beiden Operatoren $LQ\bar{D}$ und $\bar{U}\bar{D}\bar{D}$ sind die gleichen wie die durch die oben

	$\lambda_{ijk} L_i L_j \bar{E}_k$	$\lambda'_{ijk} L_i Q_j \bar{D}_k$	$\lambda''_{ijk} \bar{U}_i \bar{D}_j \bar{D}_k$
$\tilde{\chi}_1^+ \rightarrow$	$\nu_i \nu_j \ell_k^+$	$\nu_i u_j \bar{d}_k$	$\bar{d}_i \bar{d}_j \bar{d}_k$
	$\ell_i^+ \ell_j^+ \ell_k^-$	$\bar{\nu}_i \bar{d}_j u_k$	$u_i u_j d_k$
	$\ell_i^+ \bar{\nu}_j \nu_k$	$\ell_i^+ \bar{d}_j d_k$	$u_i d_j u_k$
	$\bar{\nu}_i \ell_j^+ \nu_k$	$\ell_i^+ \bar{u}_j u_k$	

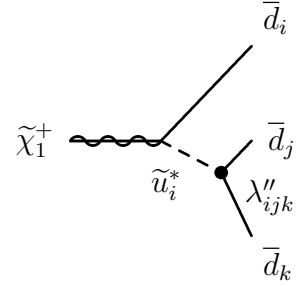
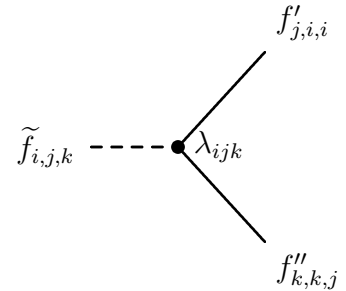


Tabelle 2.3: Endzustände der direkten $\tilde{\chi}_1^+$ -Zerfälle. $\lambda''_{ijk} \bar{U}_i \bar{D}_j \bar{D}_k$ führt z. B. wie abgebildet zu einem Endzustand mit drei (Anti-)down-Quarks.

besprochenen Neutralino-Zerfälle. Der Term $LL\bar{E}$ führt jedoch zu drei sich unterscheidenden Endzuständen: Es können zwei, vier oder sechs geladene Leptonen erzeugt werden. Für weniger als sechs Leptonen wird wiederum fehlender Impuls durch die nicht nachweisbaren Neutrinos erwartet.

Direkte Sfermion-Zerfälle

Sfermionen – also Sleptonen, Squarks und Sneutrinos – können über die R_p -verletzenden Kopplungen λ , λ' und λ'' nach dem rechts dargestellten Diagramm direkt in zwei Standardmodell-Fermionen zerfallen, sofern dies kinematisch möglich ist. Die Zerfallskanäle unterscheiden sich dabei für rechts- und linkshändige Sfermionen, da diese in verschiedenen Supermultipletts enthalten sind.



Direkte Zerfälle von Sleptonen und Sneutrinos sind nur über die Terme $LL\bar{E}$ und $LQ\bar{D}$ möglich. Die erste Möglichkeit liefert zwei Leptonen bzw. ein Lepton und ein Neutrino im Endzustand, die zweite zwei Quarks. Zu dieser Signatur führt auch der direkte Zerfall von Squarks über den Operator $\bar{U}\bar{D}\bar{D}$. Nach solchen Endzuständen wurde jedoch im Rahmen der in dieser Arbeit durchgeführten Analysen nicht gesucht.

Wie in den letzten beiden Abschnitten erwähnt, ist das leichtere Top-Squark $\tilde{t}_1 = \tilde{t}_L \cos \theta_{\tilde{t}} + \tilde{t}_R \sin \theta_{\tilde{t}}$ in Modellen mit R_p -Verletzung ein geeigneter LSP-Kandidat, da hier aufgrund des möglichen Zerfalls auch (farb-)geladene Teilchen als LSP in Frage kommen. Das \tilde{t}_L ist nur im linkshändigen Dublett Q_3 enthalten, das \tilde{t}_R nur im rechtshändigen Singulett U_3 , somit führt lediglich der direkte Zerfall des \tilde{t}_L über den Term $L_i Q_3 \bar{D}_k$ zu Endzuständen mit einem Lepton und einem Quark. Das \tilde{t}_R kann ausschließlich über $\bar{U}_3 \bar{D}_j \bar{D}_k$ in zwei Quarks zerfallen, was hier nicht untersucht wird.

Indirekte Zerfälle

Sofern die Sfermionen \tilde{f} bzw. das leichteste Chargino $\tilde{\chi}_1^+$ schwerer als das leichteste Neutralino $\tilde{\chi}_1^0$ sind, so zerfallen sie bevorzugt auf die in den Diagrammen in Abb. 2.3 dargestellte Weise [37].

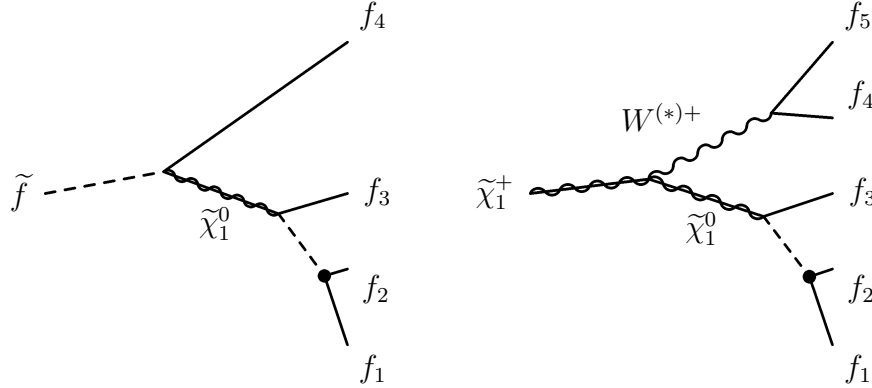


Abbildung 2.3: Indirekte Zerfälle von Sfermionen und Charginos. Bei letzteren entsteht ein (virtuelles) W^+ -Boson, das leptonisch oder hadronisch zerfallen kann. Der vom $\tilde{\chi}_1^0$ ausgehende untere Zweig, an dessen Enden die drei Fermionen f_1 , f_2 und f_3 stehen, entspricht genau dem Diagramm für den direkten Neutralino-Zerfall auf Seite 45.

Die möglichen Endzustände der indirekten Zerfälle einzelner Sfermionen bzw. Charginos setzen sich also aus den in Tabelle 2.2 aufgelisteten Kombinationen von drei Fermionen aus dem Neutralino-Zerfall für den jeweils betrachteten RPV-Operator und einem bzw. zwei weiteren Fermionen zusammen. Das im linken Teil von Abb. 2.3 mit f_4 bezeichnete Fermion trägt dabei dieselben Quantenzahlen wie das Sfermion – in den in dieser Arbeit untersuchten Fällen $\tilde{f} = \tilde{e}^-$, $\tilde{\mu}^-$ und $\tilde{\tau}^-$ gilt daher $f_4 = e^-$, μ^- bzw. τ^- . Die Fermionen f_4 und f_5 stammen aus dem Zerfall des (virtuellen) W^+ -Bosons, d. h. hier bestehen die Möglichkeiten $f_4 f_5 = \ell_i^+ \nu_i$ und $u_i \bar{d}_i$.

Neben den beschriebenen Mechanismen sind natürlich in großen Bereichen des CMSSM-Parameterraumes auch weitere Zerfallsmöglichkeiten vorhanden. So kann zum Beispiel der Fall eintreten, daß \tilde{f} und $\tilde{\chi}_1^+$ schwerer sind als das zweitleichteste Neutralino $\tilde{\chi}_2^0$. Dann sind auch Zerfallskaskaden der Form $\tilde{\chi}_1^+ \rightarrow W^+ \tilde{\chi}_2^0$ und $\tilde{f} \rightarrow f \tilde{\chi}_2^0$ mit dem anschließenden Zerfall des $\tilde{\chi}_2^0$ (z. B. $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \gamma$) möglich. Dies wird im Rahmen der Datenanalyse nicht untersucht, jedoch werden bei der Interpretation der Ergebnisse in Kapitel 6 die entsprechenden Verzweigungsverhältnisse berücksichtigt.

2.4 Annahmen für die Datenanalyse

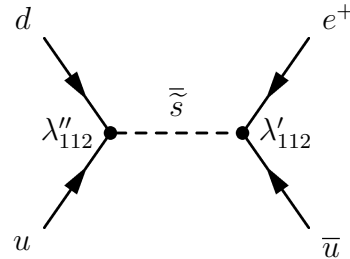
Zwei Voraussetzungen für die in Kapitel 5 beschriebenen Suchen in Endzuständen mit geladenen Leptonen und hadronischen Jets fanden bereits in den letzten Abschnitten Erwähnung. Zum einen ist dies die Beschränkung auf paarweise – und damit R_p -erhaltend – erzeugte SUSY-Teilchen. Zum anderen wird angenommen, daß alle SUSY-Teilchen nahe – d. h. mit einer Entfernung von höchstens etwa 1 mm – am primären Wechselwirkungspunkt zerfallen. Für die Sensitivität auf die Stärke der Kopplungen λ und λ' bedeutet das eine untere Grenze von etwa $\mathcal{O}(10^{-5})$.

Die dritte zentrale Annahme soll nun vorgestellt und begründet werden. Der R_p -verletzenden Teil (2.3) des Superpotentials besteht aus den Termen

$$\lambda_{ijk} L_i L_j \bar{E}_k, \quad \lambda'_{ijk} L_i Q_j \bar{D}_k \quad \text{und} \quad \lambda''_{ijk} \bar{U}_i \bar{D}_j \bar{D}_k.$$

Wegen der Antisymmetrie des ersten und des letzten Termes in i und j bzw. j und k gibt es jeweils neun verschiedene λ - und λ'' - und 27 verschiedene λ' -Kopplungen. Insgesamt kommen damit also 45 neue Parameter hinzu. Da diese Terme zu Prozessen führen, welche die Erhaltung der Lepton- oder der Baryonzahl verletzen, folgen aus der bisherigen Nichtbeobachtung solcher Prozesse in Experimenten obere Grenzen auf die Größenordnungen der meisten dieser Parameter von etwa $\mathcal{O}(10^{-2})$ [23].

Weit niedrigere Grenzen können jedoch auf das Produkt zweier Kopplungen angegeben werden. So kann die Kombination der beiden Terme $\bar{U}_1 \bar{D}_1 \bar{D}_2$ und $L_1 Q_1 \bar{D}_2$ zum Zerfall des Protons in ein Positron und ein neutrales Pion gemäß nebenstehendem Diagramm führen.



Die Lebensdauer des Protons für diesen Kanal ist allerdings zu groß als 10^{32} Jahre gemessen worden, so daß folgt [13]

$$\lambda''_{112} \cdot \lambda'_{112} \lesssim 10^{-27} \left(\frac{m_{\tilde{s}}}{100 \text{ GeV}} \right)^2.$$

Für die anderen möglichen Indekskombinationen lassen sich vergleichbare Grenzen angeben [24].

Ab jetzt wird also vorausgesetzt, daß jeweils nur eine der 45 λ -Kopplungen von Null verschieden ist. Würden nämlich mehrere nicht verschwinden, so müßte jede einzelne bereits sehr klein sein, damit die entsprechenden Produkte unter den geforderten Grenzen liegen. In diesem Falle entspräche jedoch die Phänomenologie im wesentlichen der des R_p -erhaltenden MSSM.

Bevor in Kapitel 5 die eigentlichen Analysen erläutert werden, sollen die nächsten beiden Kapitel der Vorstellung des OPAL-Detektors und verschiedener allgemeiner Vorgehensweisen bei der Auswertung der von ihm gelieferten Daten dienen.

Kapitel 3

Der OPAL-Detektor bei LEP

3.1 Der e^+e^- -Speicherring LEP

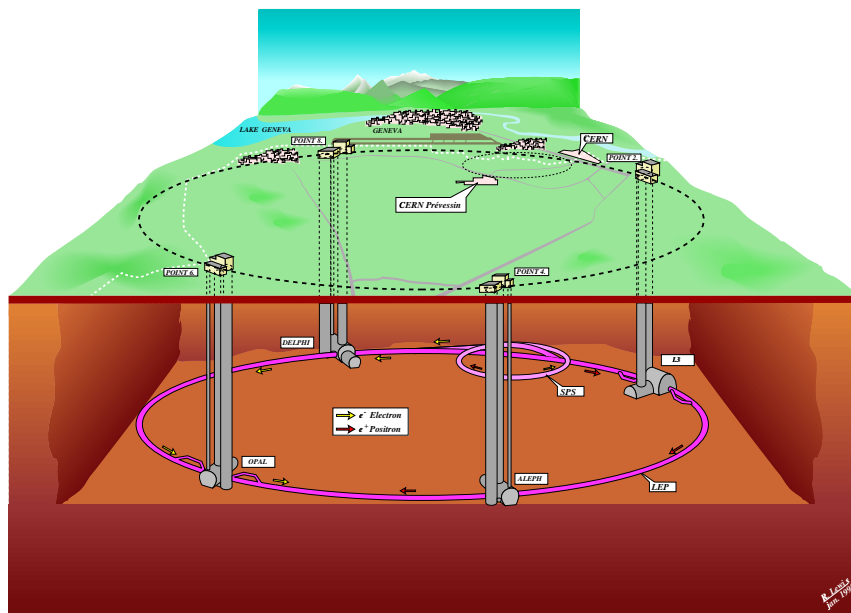


Abbildung 3.1: Der Speicherring LEP am CERN

LEP (Large Electron Positron Collider) war ein e^+e^- -Speicherring mit einem Umfang von ca. 27 km, der von 1989 bis Ende 2000 am Europäischen Forschungszentrum CERN in der Nähe von Genf in Betrieb war. In Abb. 3.1 ist der LEP-Ring in 100 m Tiefe zusammen mit den vier Experimenten ALEPH, DELPHI, L3 und OPAL, in denen die umlaufenden Elektronenpakete mit den gegenläufigen Positronenpaketen zur Kollision gebracht wurden, schematisch dargestellt.

In den ersten sechs Jahren – diese Phase wird als LEP1 bezeichnet – lag die Schwerpunktsenergie \sqrt{s} in der Nähe der Z^0 -Masse, also um 91 GeV. Hierbei wurden von den vier Experimenten zusammen ca. 17 Millionen Zerfälle von Z^0 -Bosonen nachgewiesen. Somit konnten die Eigenschaften des neutralen Eichbosons sehr genau untersucht werden [25].

Nach 1995 wurde LEP oberhalb der W^+W^- -Schwelle – also bei Energien von über 161 GeV – betrieben (LEP2). Schrittweise wurde \sqrt{s} erhöht, im letzten Betriebsjahr 2000 erreichte man Schwerpunktsenergien von bis zu 209 GeV. Nach dem Ende der Datennahme im November 2000 wurde LEP abgebaut, um in seinem Tunnel Platz für den LHC (Large Hadron Collider) zu schaffen, einen pp -Beschleuniger, der 2007 in Betrieb gehen soll.

3.2 Der OPAL-Detektor

Dieser Abschnitt soll nur einen kurzen Überblick über den Aufbau des Detektors OPAL (Omni-Purpose Apparatus at LEP) liefern. Eine ausführliche Beschreibung aller im Jahre 1989 installierter Detektorkomponenten findet sich in [26].

OPAL war ein zylindrischer Mehrzweck-Detektor mit einer Länge, Breite und Höhe von jeweils etwa 12 m. Abb. 3.2 zeigt den schichtartigen Aufbau des Detektors und das verwendete Koordinatensystem, dessen positive z -Achse die Flugrichtung der Elektronen angibt. Die x -Achse zeigt zur Mitte des LEP-Ringes, die y -Achse nach oben, der Azimutwinkel ϕ und der Polwinkel θ werden von der x - bzw. z -Achse aus gemessen. Die wesentlichen Merkmale von OPAL waren eine fast vollständige Abdeckung des gesamten Raumwinkels um den Wechselwirkungspunkt, die Identifikation geladener Teilchen und die Bestimmung ihrer Impulse durch Nachweis ihrer Spuren in einem Magnetfeld und Messung des spezifischen Energieverlustes dE/dx , die Rekonstruktion des primären und sekundärer Wechselwirkungspunkte, der Nachweis von Elektronen und Photonen und die Messung ihrer Energie, die möglichst vollständige Absorption und damit Energiemessung von Hadronen im als Kalorimeter verwendeten Magnetjoch, der Nachweis von Myonen hinter den Hadronabsorbern, sowie nicht zuletzt die Bestimmung der Luminosität durch Nachweis von Bhabha-Ereignissen in speziellen Detektoren nahe an der Strahlachse.

Der innere Detektor

Alle Teile von OPAL innerhalb des auf 0,5 % homogenen axialen Magnetfelds des Solenoids von 0,435 T werden zusammenfassend als innerer oder

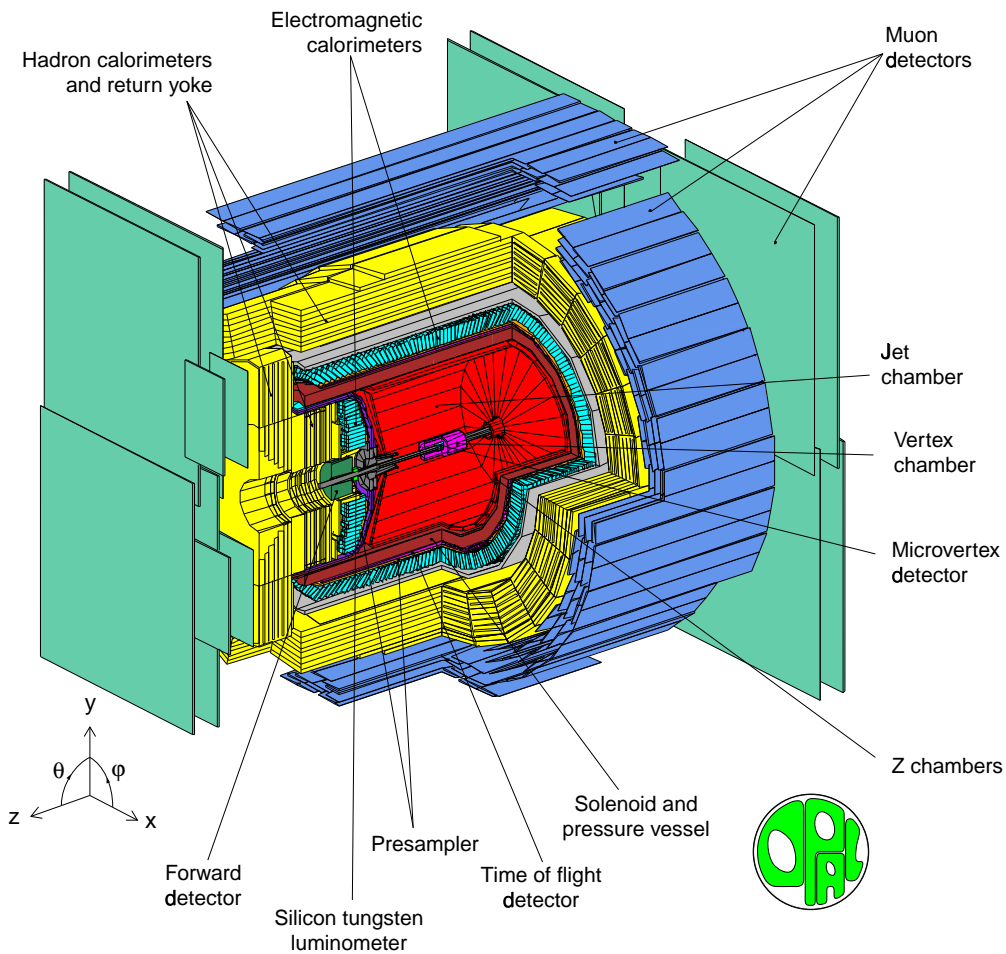


Abbildung 3.2: Der OPAL-Detektor.

Zentraldetektor bezeichnet; von innen nach außen sind das der Silizium-Mikrovertexdetektor (bezeichnet als *Microvertex detector* in Abb. 3.2, kurz SI), die Vertexkammer (*Vertex chamber*, CV), die Jetkammer (*Jet chamber*, CJ) und die z -Kammern (*Z chambers*, CZ). Sie alle dienen der Rekonstruktion der Bahnen geladener Teilchen, der Bestimmung ihrer Impulse durch Messung der Bahnkrümmung im Magnetfeld und im Falle der Jetkammer auch der Teilchenidentifikation durch Messung des spezifischen Energieverlustes dE/dx durch Ionisation. Dieser hängt nach der Bethe-Bloch-Formel [27] nur von der Geschwindigkeit, nicht aber von der Masse der ein Medium durchquerenden Teilchen ab. CV, CJ und CZ befanden sich in einem Druckbehälter (*pressure vessel*) mit einem Gasgemisch aus Argon, Methan und Isobutan bei einem Druck von vier Bar.

Der Silizium-Mikrovertexdetektor (SI)

1991 wurde in die Strahlröhre, die bis dahin von der inneren Wand des Druckbehälters mit einem Radius von 7,8 cm gebildet worden war, eine neue Röhre aus Beryllium mit einem Radius von 5,35 cm und einer Wandstärke von 0,11 cm eingesetzt. In den dadurch entstandenen Zwischenraum baute man einen Silizium-Streifendetektor ein, welcher allerdings nur die r - und die ϕ -Koordinate messen konnte. Zwei Jahre später entstand eine Version mit zusätzlichen Streifen in r - z -Richtung. Eine dritte Ausbaustufe (μ VTX3, beschrieben in [28]) brachte einen deutlich erweiterten räumlichen Meßbereich. Im Bereich von 97 % in ϕ und für $|\cos\theta| < 0,89$ erreichte man eine Auflösung von 10 μm senkrecht zur Strahlachse und 15 μm parallel dazu.

Die Vertexkammer (CV)

Hierbei handelte es sich um eine zylindrische Driftkammer von einem Meter Länge und einem Durchmesser von 47 cm. Eine innere Lage mit 36 Sektoren von jeweils 12 Drähten parallel zur Strahlachse und eine äußere Lage (Stereolage) von ebenfalls 36 Sektoren mit jeweils sechs Drähten, die in einem Winkel von 4° zu denen der ersten Lage gespannt waren, lieferten eine Ortsauflösung von 55 μm in ϕ und 0,7 mm in z .

Die Jetkammer (CJ)

Das weitaus größte Volumen des Zentraldetektors wurde von der zentralen Jetkammer ausgefüllt. Sie hatte annähernd die Gestalt eines Hohlzylinders mit einer Länge von vier Metern, einem Innendurchmesser von etwa 50 cm und einem Außendurchmesser von 3,7 m. In jedem ihrer 24 ϕ -Sektoren waren 159 Anodendrähte mit einem Abstand von jeweils 1 cm zueinander parallel zur Strahlachse gespannt. Abwechselnd mit diesen verliefen 160 Drähte – jeweils auf einem Potential von $-2,38$ kV. Zwischen den einzelnen Sektoren, d.h. um $7,5^\circ$ gegen die Anodenebene gedreht, lagen die Kathodendrähte, deren Potential von innen nach außen $-2,5$ bis -25 kV betrug. In der r - ϕ -Ebene wurde damit über die Messung der Driftzeit in der Gasmischung (88,2 % Argon, 9,8 % Methan, 2,0 % Isobutan) eine Auflösung von 135 μm erzielt – gemittelt über alle Driftstrecken, welche ganz außen maximal 25 cm lang sein konnte. Die z -Koordinate konnte über das Verhältnis der gemessenen Ladungen an den beiden Enden eines Anodendrahtes auf 6 cm genau bestimmt werden. Die Summe der Ladungen an beiden Enden wurde benutzt, um den spezifischen Energieverlust zu berechnen.

Die z -Kammern (CZ)

Um auch die z -Koordinaten und damit den Polarwinkel θ mit großer Genauigkeit messen zu können – dies erhöht etwa die Auflösung bei der Bestimmung invarianter Massen – befanden sich in einer Lage um die Jetkammer die sogenannten z -Kammern. Auch hierbei handelte es sich um Driftkammern. Insgesamt gab es 24 dieser Kammern mit einer Länge von jeweils vier Metern, einer Breite von 50 cm und einer Dicke von 5,9 cm. Jede dieser Kammern war in acht Zellen von 50 cm \times 50 cm aufgeteilt, von denen jede sechs senkrecht zur r - z -Ebene gespannte Anodendrähte enthielt. Hiermit ließ sich eine z -Auflösung von besser als 350 μm erreichen.

Leistungsfähigkeit des Spurkammersystems

Alle oben beschriebenen Komponenten (SI, CV, CJ und CZ) zusammen erzielten eine so gute Spurrekonstruktion, daß über die Bestimmung der Krümmung eine Impulsauflösung von

$$\frac{\sigma_p}{p^2} = 1,25 \times 10^{-3} (\text{GeV}/c)^{-1}$$

erreicht werden konnte [29].

Der äußere Detektor

Um den Zentraldetektor, den Druckbehälter und die Magnetspule aus Aluminium herum befand sich der äußere Detektor, welcher durch sein Flugzeit-Meßsystem, die Kalorimeter und die Myondetektoren sowohl der Energiemessung als auch der Identifikation der in den e^+e^- -Stößen entstandenen Teilchen diente. Der äußere Detektor läßt sich in zwei Bereiche unterteilen: das zur z -Achse rotationssymmetrische *Barrel* und die beiden senkrecht zu ihr stehenden *Endcaps* (vgl. Abb. 3.3). Außerdem gehören hierzu auch die oben bereits erwähnten Detektorsysteme nahe der Strahlröhre, zusammenfassend als *forward detector* bezeichnet, deren Hauptaufgabe der Nachweis von Bhabha-Ereignissen zur Luminositätsmessung war.

Das Flugzeit-Meßsystem (TOF)

Das TOF-System (*time of flight detector*) im Barrel (TB) deckte den Bereich $|\cos \theta| < 0,82$ ab und bestand aus 160 Szintillationszählern von jeweils 684 cm Länge und ca. 9 cm Breite, welche in der Gestalt eines Zylinders mit einem Radius von 236 cm um die Magnetspule angebracht waren. Durch die Bestimmung der Flugzeit eines geladenen Teilchens vom Wechselwirkungspunkt aus

konnte im Impulsbereich von 0,6 bis 2,5 GeV eine zusätzliche Teilchenidentifikation durchgeführt werden. Desweiteren diente TB zur Unterdrückung von Ereignissen aus der kosmischen Höhenstrahlung und vor allem auch der Erzeugung von Triggersignalen.

Im Jahre 1996 wurde ein vergleichbares System in den beiden Endcaps eingebaut (TE).

Das elektromagnetische Kalorimeter (ECAL)

Auch das elektromagnetische Kalorimeter war in einen Barrel- (EB, $|\cos\theta| < 0,82$) und zwei Endcap-Bereiche (EE, $0,81 < |\cos\theta| < 0,95$) aufgeteilt. EB bestand aus 9440 Bleiglasblöcken mit einer Grundfläche von etwa $10\text{ cm} \times 10\text{ cm}$ und einer Länge von 37 cm, das entspricht 24,6 Strahlungslängen X_0 . Die Blöcke waren mit ihrer Längsachse annähernd zum Wechselwirkungspunkt zeigend – nicht genau auf diesen gerichtet, damit in den Spalten zwischen den einzelnen Blöcken keine Teilchenverluste auftraten – im Radius von 246 cm zwischen der Spule und dem Rückflußjoch (*return yoke*) des Magnetsystems angebracht. Am Fuß eines jeden Blocks war ein Photomultiplier (Sekundärelektronenvervielfacher) angebracht, welcher das Čerenkov-Licht der durch das Bleiglas fliegenden geladenen Teilchen nachwies.

EE war ebenfalls aus Bleiglasblöcken aufgebaut, hier waren es auf jeder Seite 1132 Stück mit Längen von 38 bis 52 cm (d.h. mindestens $20,5 X_0$), deren Längsachsen aus technischen Gründen parallel zur Strahlachse lagen. Auch die Photomultiplier unterschieden sich von denen des EB, da im EE ein Magnetfeld von etwa 0,4 T herrschte.

Da sich jedoch in Form des Druckbehälters und der Magnetspule ca. zwei Strahlungslängen absorbierendes Material vor dem Bleiglas befanden, lag der Anfangspunkt der meisten elektromagnetischen Schauer vor dem eigentlichen Kalorimeter. Bei solchen Schauern wurde somit im ECAL eine zu geringe Energie gemessen. Um dies korrigieren zu können, war zwischen TOF und ECAL ein weiteres Spurkammersystem – der sogenannte Presampler – eingebaut. Das Prinzip war nun folgendes: Die im Presampler gemessene Pulshöhe bzw. Anzahl von Treffern ist näherungsweise proportional zur Zahl der geladenen Teilchen, die in den Presampler eintreten. Diese Zahl aber ist wiederum in etwa proportional zum Energieverlust im Material vor dem Presampler, so daß die im ECAL gemessene Energie eines Schauers entsprechend nach oben korrigiert werden konnte. Dies verbesserte die Energieauflösung σ_E/E um ca. 50 %, sie lag damit bei etwa $20\%/\sqrt{E}$ [GeV].

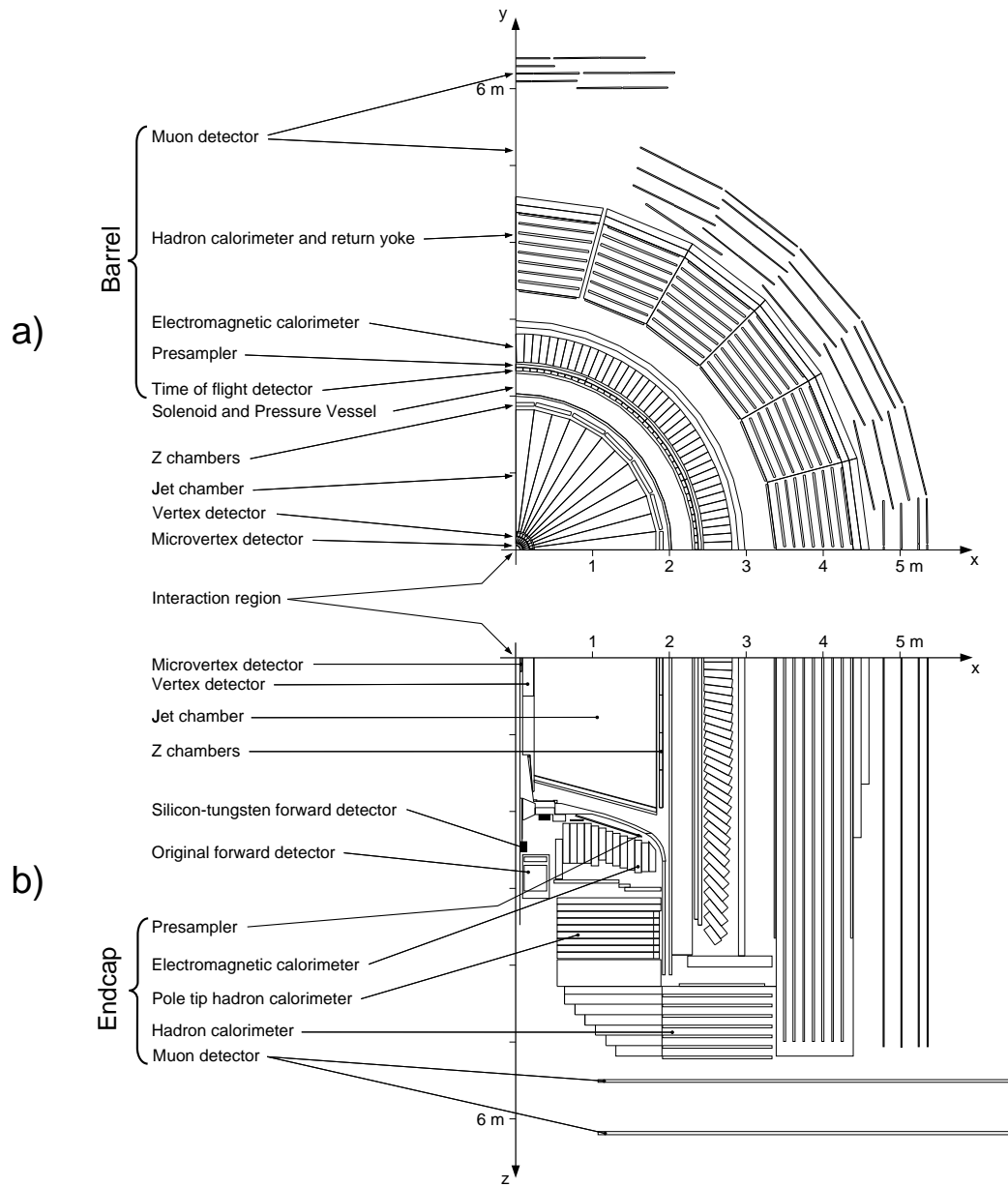


Abbildung 3.3: Der Aufbau des OPAL-Detektors.

Das hadronische Kalorimeter (HCAL)

Das hadronische Kalorimeter (*hadron calorimeter*) deckte mit seinen drei Teilen – Barrel (HB), Endcap (HE) und Pole-Tip (HP) ($|\cos\theta| < 0,82$, $0,81-0,91$ bzw. $0,91-0,99$) 97 % des gesamten 4π -Raumwinkels ab. Das HB bestand aus neun 35 mm dicken Streamerkammerlagen, zwischen denen sich acht jeweils 10 cm dicke Eisenlagen des Rückflußjochs befanden. Beim HE waren es acht 25 mm dicke Lagen Kammern und sieben Lagen Eisen. Um das Magnetfeld des Solenoids möglichst wenig zu beeinflussen und eine verbesserte Energieauflösung in Vorwärtsrichtung – dort nimmt die Impulsauflösung des Zentraldetektors ab – zu erzielen, hatte das HP nur 10 mm Abstand zwischen seinen Eisenlagen von jeweils nur 8 cm Dicke. In diese Zwischenräume waren zehn Schichten von dünnen Vieldraht-Proportionalkammern eingebaut.

Da vor dem HCAL bereits Material von über zwei nuklearen Wechselwirkungslängen λ_I lag, mußte die gesamte Energie von nachgewiesenen Hadronen durch Kombination der Meßwerte von ECAL und HCAL bestimmt werden. Dies und der nur ungenau bestimmbare Energieverlust im Eisen resultierten in einer Energieauflösung σ_E/E von etwa $120\%/\sqrt{E}$ [GeV].

Die Myonkammern

Mit allen bis hierhin beschriebenen Detektorkomponenten lagen über den gesamten Raumwinkel mindestens sieben Wechselwirkungslängen Material, so daß die Wahrscheinlichkeit für die Wechselwirkung eines Pions im Detektorvolumen über 99,9 % betrug. Dies bedeutet, daß praktisch ausschließlich Myonen (und natürlich Neutrinos) in die sich nun anschließende äußere Schicht – die Myonkammern (*muon detectors*) – gelangen konnten. Dieses Myonsystem bestand aus mehreren Lagen Driftkammern im Barrel (MB) und Streamerkammern in den Endcaps (ME). Myonen wurden nachgewiesen, indem die im Zentraldetektor gemessenen Spuren nach außen extrapoliert wurden und nach entsprechenden Spuren in den Myonkammern gesucht wurde. Dies erforderte eine Ortsauflösung von etwa 2 mm und eine Winkelbestimmung mit 5 mrad Genauigkeit.

Die Bestimmung der Luminosität

Bei einem Ringbeschleuniger wie LEP laufen jeweils k Pakete mit n_{e^-} Elektronen und n_{e^+} Positronen mit einer Frequenz f um. Geht man davon aus, daß die Pakete in der Ebene senkrecht zur Flugrichtung ein Gaußprofil mit den Breiten σ_x und σ_y besitzen, so ist die Luminosität durch

$$\mathcal{L} = f \cdot k \frac{n_{e^-} n_{e^+}}{4\pi\sigma_x\sigma_y}$$

gegeben. \mathcal{L} wird üblicherweise in $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ angegeben. Die Ereignisrate für einen gewissen Streuprozeß ist das Produkt aus der Luminosität und dem Wirkungsquerschnitt σ für diesen Prozeß:

$$\frac{dN}{dt} = \sigma \mathcal{L} .$$

Da der Wirkungsquerschnitt für den Bhabha-Prozeß $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ bei Streuwinkeln im Bereich von 1° bis 6° (≈ 10 – 100 mrad) mit einer theoretischen Unsicherheit von unter 0,3 % berechnet werden kann [30], ist es möglich, aus der Zählung solcher Ereignissen die Luminosität mit einer Genauigkeit derselben Größenordnung zu bestimmen [31]. Für den Nachweis dieser Bhabha-Ereignisse besaß OPAL eigene Detektorsysteme:

- Die beiden ursprünglich eingebauten *forward detectors* (FD) konnten Teilchen im Polarwinkelbereich von 47 bis 120 mrad nachweisen und bestanden aus verschiedenen Kalorimetern, Driftkammern, Proportionalkammern und Szintillationszählern.
- Im Jahre 1993 wurden zusätzlich zwei Silizium-Wolfram-Kalorimeter (SW, *silicon tungsten luminometer*) jeweils ca. 2,4 m vom Wechselwirkungspunkt entfernt eingebaut, die den Winkelbereich von 25 bis 59 mrad abdeckten [32].

Eine in der Hochenergiephysik sehr gebräuchliche Größe ist die integrierte Luminosität $L = \int \mathcal{L} dt$. So entsprechen die während LEP1 bei OPAL gemessenen über vier Millionen Z^0 -Zerfälle einer integrierten Luminosität von etwa 175 pb^{-1} .

3.3 Datennahme und Ereignisrekonstruktion

In jedem der LEP-Experimente trafen alle $22,2 \mu\text{s}$ Elektronen auf die entgegenkommenden Positronen. Um diese Rate von 45 kHz auf eine Ereignisrate von 1–5 Hz, die vom Datennahmesystem bewältigt werden konnte, zu reduzieren, existierte ein flexibles Triggersystem, welches die Informationen von verschiedenen Detektorkomponenten verarbeitete, um möglichst viel Untergrund – Wechselwirkung der Teilchen mit dem Restgas und der Strahlröhre, kosmische Höhenstrahlung oder Detektorrauschen – zu unterdrücken, aber gleichzeitig keine interessanten Prozesse zu verlieren. Nur Ereignisse, die entsprechende Kriterien erfüllten [26], wurden zur weiteren Verarbeitung aufgezeichnet, jeweils zusammen mit dem Status der einzelnen Detektorkomponenten. Diese sogenannten Statusbits nahmen die Werte 0 (Status unbekannt), 1 (Komponente aus), 2 (teilweise funktionierend) oder 3 (alles in Ordnung) an.

Ereignisrekonstruktion

Bevor die eigentliche Auswertung der Daten beginnen kann, müssen die gespeicherten Rohdaten Programme zur Ereignisrekonstruktion durchlaufen, die von den einzelnen Benutzern entsprechend der Anforderungen an ihre Analyse modifiziert oder erweitert werden können. Die Aufgabe dieser unter dem Namen ROPE (Reconstruction of OPAL Events) gesammelten Software-Module ist, aus den Meßgrößen der einzelnen Detektorkomponenten, etwa den Pulshöhen auf den Drähten in der Jetkammer oder den Photomultiplier-Signalen des ECAL, die Ereignisse möglichst vollständig zu rekonstruieren, also u. a. Teilchen zu identifizieren und ihre Energie zu bestimmen, sowie weitere Größen für die Auswertung zu liefern – hierzu zählt etwa die gesamte im Detektor gemessene Energie.

Die für die in dieser Arbeit behandelten Analysen verwendeten Rekonstruktionsschritte sollen nun im folgenden etwas genauer vorgestellt werden.

Vorauswahl

Für die Suche nach Endzuständen mit Leptonen und Jets werden nur Daten verwendet, bei denen alle für eine verlässliche Leptonidentifizierung und Jet-Rekonstruktion wichtigen Detektorkomponenten einen Status von 3 hatten. Im einzelnen sind das die Jetkammer, das elektromagnetische und das hadronische Kalorimeter, sowie die Myondetektoren. Von den beiden Vertexdetektoren (SI und CV) sollten nicht beide zugleich einen Status schlechter als 2 haben. Da eine genaue Kenntnis der Luminosität notwendig ist, wird weiterhin gefordert, daß das Silizium-Wolfram-Luminometer voll funktionsfähig war. Desweiteren werden einige Anforderungen an die Qualität und Anzahl von Energieclustern und Spuren gestellt. So müssen alle Ereignisse mindestens fünf Spuren geladener Teilchen mit jeweils mindestens 20 Meßpunkten im Zentraldetektor und mindestens sieben Kalorimeter-Cluster enthalten. Einen Überblick über den Datensatz, der nach diesen Anforderungen für die weitere Analyse benutzt wird, liefert Tabelle 3.1.

Allgemeine Rekonstruktion

Nach der Vorauswahl durchlaufen die Daten mehrere Standard-ROPE-Routinen. Für die verschiedenen Spurdetektoren werden aus den Rohdaten Koordinaten bestimmt, an welche wiederum Spuren angepaßt werden. Aus den Daten der Kalorimeter werden Energien und deren räumliche Verteilungen berechnet, wobei die Energieauflösung verbessert wird, indem mit dem sogenannten MT-Paket (Matching Tracks) nach assoziierten Spuren gesucht wird, um eine Mehrfachzählung von Energieclustern auszuschließen. Jedes

\sqrt{s} nominal	mittleres \sqrt{s}	Jahr	$\int \mathcal{L} dt$
189 GeV	188,7 GeV	1998	170,2 pb ⁻¹
192 GeV	191,6 GeV	1999	29,7 pb ⁻¹
196 GeV	195,6 GeV		71,8 pb ⁻¹
200 GeV	199,6 GeV		73,9 pb ⁻¹
202 GeV	201,6 GeV		37,0 pb ⁻¹
205 GeV	205,1 GeV	2000	85,8 pb ⁻¹
207 GeV	206,8 GeV		131,7 pb ⁻¹

Tabelle 3.1: Der untersuchte Datensatz nach der Vorauswahl.

Ereignis wird in „MT-Objekte“ eingeteilt, d.h. in Teilchenkandidaten bestehend aus Spuren bzw. Energieclustern (mit oder ohne passende Spur). Hieran schließen sich die Teilchenidentifikation und die Bestimmung weiterer in der späteren Analyse verwendeter Größen an, wobei zuvor geprüft wird, ob mindestens vier Spuren geladener Teilchen und mindestens 30 % der Schwerpunktsenergie im Detektor nachgewiesen worden sind.

Abbildung 3.4 zeigt die Verteilung der Schwerpunktsenergie der nach diesen Schritten zur Verfügung stehenden Daten. Der Datensatz des Jahres 2000 wird trotz des großen Energiebereichs – 200 bis 209 GeV – so behandelt, als ob er nur zwei verschiedene \sqrt{s} enthielte – nämlich wie bereits in Tabelle 3.1 angegeben 205 und 207 GeV.

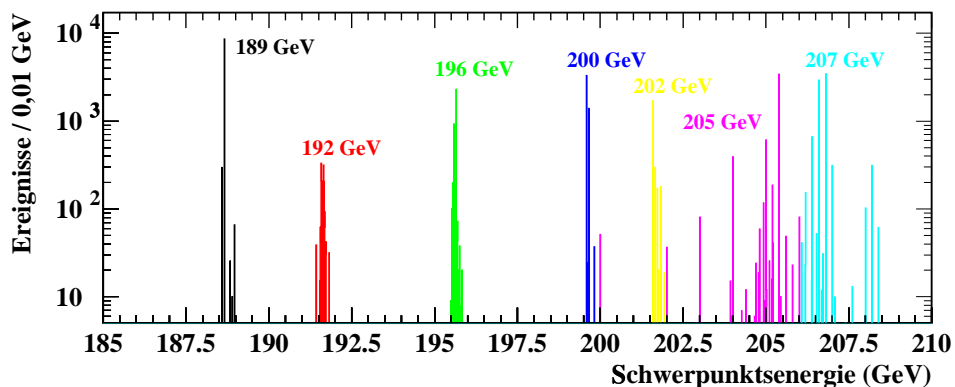


Abbildung 3.4: Energieverteilung des analysierten Datensatzes.

Identifizierung geladener Leptonen

Zuerst wird bei jeder rekonstruierten Teilchenspur geprüft, ob sie von einem Elektron stammt. Hierzu werden nacheinander zwei verschiedene Methoden benutzt. Die Kriterien der ersten – sie entspricht im wesentlichen der in [33] geschilderten – sind folgende: Die Abweichung des gemessenen spezifischen Energieverlustes durch Ionisation dE/dx zu dem nach der Bethe-Bloch-Formel für Elektronen erwarteten darf nicht zu groß sein, das Verhältnis der im elektromagnetischen Kalorimeter gemessenen Energie zum Impuls muß größer als 0,7 sein, Spur und ECAL-Cluster dürfen nicht mehr als ein Winkelgrad auseinanderliegen, hinter dem ECAL-Cluster darf keine nennenswerte Aktivität in den tieferen Schichten des HCAL festgestellt worden sein. Falls hierdurch nicht entschieden werden kann, ob ein Elektron vorliegt, kommt ein künstliches neuronales Netz (KNN) [34] zum Einsatz, das insbesondere dann dem einfachen Algorithmus überlegen ist, wenn der Elektronenkandidat im Detektor nicht ausreichend isoliert ist.

Kandidaten mit Impulsen über $8 \text{ GeV}/c$ werden als Myonen erkannt, falls die Extrapolation der im Zentraldetektor gemessenen Spur nur gering von dem in den Myonenkammern beobachteten Spursegment abweicht [33]. Ein Maß hierfür ist die quadratische Summe der mit ihren Fehlern gewichteten Abweichungen in θ und ϕ . Um Untergrund durch Kaonen zu unterdrücken, darf die Messung von dE/dx nicht mehr als zwei Standardabweichungen von der Bethe-Bloch-Erwartung abweichen. Im Impulsbereich von 2 bis $8 \text{ GeV}/c$ wird wiederum ein KNN eingesetzt, welches zusätzlich noch Informationen aus dem hadronischen Kalorimeter verwendet.

τ -Leptonen besitzen eine Lebensdauer von nur $2,9 \times 10^{-13} \text{ s}$, deswegen lassen sie sich ausschließlich über ihre Zerfallsprodukte identifizieren. Da Zerfälle in fünf geladene Teilchen äußerst selten vorkommen, unterscheidet man für den Nachweis von Tauonen nur zwischen Zerfällen in ein oder in drei geladene Teilchen. Diese beiden Moden – in der Literatur als „1-prong“ und „3-prong“ bezeichnet – stehen im Verhältnis von etwa 85 zu 15 [27]. Jede Spur eines geladenen Teilchens mit einem Impuls von mehr als $2 \text{ GeV}/c$, um die in einem Kegel mit dem halben Öffnungswinkel von 10° keine weitere Spur liegt, sowie jede Familie von drei Spuren, die jeweils nicht weiter als 10° voneinander entfernt sind und deren Gesamtladung ± 1 beträgt, werden als 1- bzw. 3-prong-Kandidaten behandelt und in ein künstliches neuronales Netz eingegeben [35]. Dieses KNN entscheidet dann unter Benutzung weiterer Größen wie Energien und Impulse, ob es sich bei den Kandidaten um τ -Zerfälle gehandelt hat.

Rekonstruktion von Jets

Zur Rekonstruktion von Jets, d.h. zur Kombination mehrerer Teilchen zu einzelnen Bündeln, können verschiedene iterative Algorithmen verwendet werden. In den hier beschriebenen Analysen wird das sogenannte Durham-Schema [36] angewandt, das wie folgt funktioniert:

In einem Datenereignis seien n Teilchen im Endzustand beobachtet worden. Man bildet nun alle möglichen Teilchenpaare (k, l) und berechnet den „Abstand“ der beiden Teilchen k und l . Dieser Abstand – der relative Transversalimpuls – ist durch

$$y_{kl} = \frac{2 (1 - \cos \theta_{kl}) \min(E_k^2, E_l^2)}{s}$$

gegeben. Hierbei sind θ_{kl} der Winkel zwischen den beiden Dreierimpulsen, E_k und E_l die Energien der Teilchen und s das Quadrat der Schwerpunktsenergie. Das Paar (i, j) mit dem kleinsten Abstand wird zu einem neuen Pseudoteilchen i' zusammengefaßt, dessen Viererimpuls durch die Summe der Viererimpulse p_i und p_j gegeben ist. Nun liegen also $n - 1$ Teilchen vor, von denen wiederum die beiden mit dem kleinsten Abstand zusammengefaßt werden. Man hat nun zwei Möglichkeiten, eine Abbruchbedingung für diesen Prozeß zu definieren:

1. Zu Beginn sei ein y_{cut} fest vorgegeben. Gilt in einem Kombinations-schritt, in dem noch m (Pseudo-)Teilchen vorliegen, für alle noch verbliebenen Paare $y_{kl} > y_{\text{cut}}$, so nennt man das Ereignis ein m -Jet-Ereignis zum Trennparameter y_{cut} .
2. Man gibt zu Beginn eine Anzahl m vor und bricht das Verfahren ab, wenn nur noch m (Pseudo-)Teilchen vorhanden sind. Den minimalen Abstand unter den noch verbliebenen Paaren gibt man als $y_{m-1,m}$ an. Er ist ein Maß dafür, wie gut die m Jets getrennt sind.

Durch dieses Verfahren werden natürlich nicht nur hadronische Jets rekonstruiert, auch ein isoliertes Lepton kann im Sinne dieses Algorithmus' einen Jet bilden, sofern man es nicht von Anfang an ausnimmt, wie dies etwa bei der Suche nach $\tilde{t}_1\tilde{t}_1$ -Paaren geschieht.

Im Rahmen dieser Arbeit werden beide oben genannten Bedingungen eingesetzt. Zum einen wird in jedem Ereignis für $y_{\text{cut}} = 0,005$ die Anzahl der Jets bestimmt, außerdem werden nacheinander für $m = 11, 10, \dots, 2$ die Parameter $y_{m-1,m}$ berechnet.

Ntuple

Alle Größen, die im Laufe der Ereignisrekonstruktion bestimmt werden, – hierzu gehören die Gesamtenergie und der fehlende Impuls, die Anzahl der identifizierten Leptonen und ihre Energien und Impulse, alle Jetparameter einschließlich der invarianten Massen und viele mehr – werden zur weiteren Auswertung in eine oder mehrere Dateien, sogenannte Ntuple, geschrieben. Diese Ntuple gestatten es, sich schnell einen Überblick über die Verteilung interessanter Kenngrößen zu verschaffen und Ereignisse auszuwählen, die bestimmte Anforderungen erfüllen.

Kapitel 4

Monte-Carlo-Simulationen

Bei den in dieser Arbeit vorgestellten Analysen handelt es sich dem Prinzip nach um Zählexperimente, d.h. die Anzahl gemessener Datenereignisse wird mit der Anzahl der erwarteten Untergrundeignisse verglichen. Daher muß zum einen der Untergrund möglichst genau abgeschätzt werden. Um aus der Vielzahl der Datenereignisse jedoch diejenigen auswählen zu können, die möglicherweise durch neue Phänomene verursacht werden, ist es unerlässlich, aus den theoretischen Modellen experimentell bestimmbare Größen und deren Verteilungen zu bestimmen – d.h. man braucht ein sogenanntes Signal, welches direkt mit den aus dem Experiment gewonnenen Daten verglichen werden kann. In der Hochenergiephysik werden hierzu Monte-Carlo-Methoden eingesetzt, mithilfe derer sowohl Signal als auch Untergrund simuliert werden können.

Die Simulation von Untergrund und Signal geschieht bei OPAL in zwei Schritten. Zuerst werden mit sogenannten Event-Generatoren einzelne Ereignisse erzeugt, dies bedeutet, gemäß gemessener bzw. berechneter Wirkungsquerschnitte, Verzweigungsverhältnisse usw. wird wiederholt „ausgewürfelt“, welche Teilchen in einer Reaktion entstehen und in welche Teilchen diese wiederum zerfallen. Eine Liste aller Teilchen wird zusammen mit ihren ebenfalls bestimmten Viererimpulsen in eine Datei geschrieben. Diese Vierervektordatei enthält also die gesamte Kinematik einer im allgemeinen großen Anzahl von Ereignissen. Im nächsten Schritt durchlaufen diese Vierervektordateien die vollständige Simulation des OPAL-Detektors. Hier wird für jedes einzelne Teilchen seine Wechselwirkung mit dem Detektormaterial und aus ihr das in den einzelnen Detektorkomponenten erwartete Meßsignal simuliert. Nach der Detektorsimulation liegen die simulierten Ereignisse in demselben Format wie die Rohdaten vor und werden ebenso mit ROPE weiterverarbeitet.

4.1 Signal

Für die Simulation von Erzeugung und Zerfällen der Sleptonen und der Gauginos wurde Version 2.2 des Programms SUSYGEN [37] verwendet. In SUSYGEN werden alle Berechnungen wie die Bestimmung des Massenspektrums und der verschiedenen Wirkungsquerschnitte mit Matrixelementen erster Ordnung durchgeführt, Bremsstrahlung in Anfangs- und Endzustand wird in zweiter Ordnung berücksichtigt, für die Hadronisierung von Endzuständen mit Quarks wird JETSET [38] benutzt.

SUSYGEN berechnet für einen Satz von SUSY-Parametern jeweils auch Erzeugungswirkungsquerschnitte, Massen und Verzweigungsverhältnisse der verschiedenen SUSY-Teilchen. Deshalb wurde es ebenfalls für die Erzeugung der sogenannten Scan-Ntupel für die Interpretation in Kapitel 6 verwendet. Hierbei kam Version 3.0 zum Einsatz.

Da die Hadronisierung von farbgeladenen SUSY-Teilchen wie dem Stop-Squark \tilde{t} nicht in SUSYGEN implementiert ist, wurde für die Erzeugung solcher Ereignisse eine andere Methode gewählt [39]: Der auf PYTHIA und JETSET basierende OPAL-Generator erzeugt $\tilde{t}_1\tilde{t}_1$ -Paare unter Berücksichtigung von Bremsstrahlung im Anfangszustand. Nach dem Lund-Schema [40] werden anschließend farbneutrale \tilde{t}_1 -Hadronen und weitere Fragmentierungsprodukte unter Verwendung der Peterson-Funktion [41] gebildet. Hierbei wird außerdem Gluon-Bremsstrahlung zugelassen.

Die Parameter aller simulierter Signal-Datensätze wie Schwerpunktsenergie, Massen der SUSY-Teilchen usw. werden bei der Beschreibung der einzelnen Analysen in Kapitel 5 aufgelistet. Aufgrund der bei LEP1 bestimmten Grenzen [42] genügt es dabei, bei geladenen SUSY-Teilchen den Massenbereich über 45 GeV zu untersuchen.

4.2 Standardmodell-Untergrund

Die für die in dieser Arbeit behandelten Analysen betrachteten Untergrundprozesse werden in drei Klassen eingeteilt: Zwei- und Vier-Fermion-Prozesse, die sich in Endzuständen und beitragenden Diagrammen unterscheiden, sowie Zwei-Photon-Prozesse, die zwar auch Endzustände mit vier Fermionen liefern, denen jedoch ein anderer Produktionsmechanismus zugrundeliegt und die damit eine andere Winkelverteilung der Teilchen im Endzustand zeigen. Zwar sind im Rahmen des Standardmodells auch Prozesse mit sechs und mehr Fermionen im Endzustand möglich, diese sind jedoch stark unterdrückt. Für alle Simulationen wurden OPAL-Standard-Generatoren verwendet, die im folgenden kurz aufgelistet werden.

Die Simulation der Zwei-Fermion-Prozesse erfolgt je nach Endzustand mit verschiedenen Generatoren. Bhabha-Ereignisse ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$) bei großen Streuwinkeln wurden mit BHWIDE [43] erzeugt, solche bei kleinen Streuwinkeln mit TEEGG [44]. Für die Erzeugung von Myon- und Tau-Paaren wurde KK2f [45] verwendet. Um systematische Unsicherheiten durch die Festlegung auf einen bestimmten Generator abzuschätzen, wurden sogenannte Test-Samples mit KORALZ [46] erzeugt. Sowohl KORALZ als auch KK2f verwenden TAUOLA [47] für die Simulation der Tau-Zerfälle, KK2f stellt jedoch eine Weiterentwicklung von KORALZ dar und berücksichtigt u.a. QED-Interferenzen zwischen Anfangs- und Endzustand. Bei der Erzeugung von $q\bar{q}$ -Paaren kam ebenfalls KK2f zum Einsatz, wobei die Hadronisierung der Quark-Paare in KK2f mit PYTHIA 6.125 [48] erfolgt. Test-Samples wurden hier mit PYTHIA erzeugt.

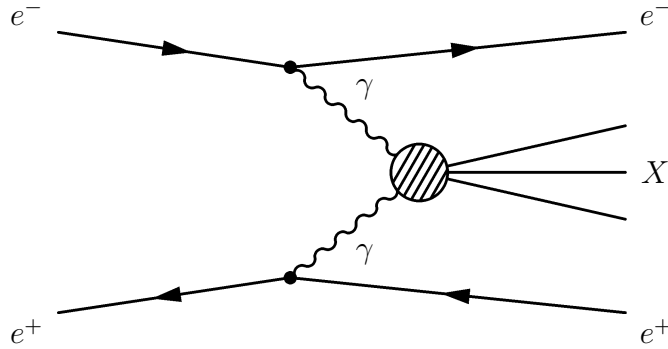


Abbildung 4.1: Ein allgemeiner Zwei-Photon-Prozess $e^+e^- \rightarrow e^+e^- X$.

Die nächste Klasse von Untergrundereignissen sind die in Abb. 4.1 dargestellten Zwei-Photon-Prozesse $e^+e^- \rightarrow e^+e^- X$. Leptonische Endzustände ($X = e^+e^-, \mu^+\mu^-, \tau^+\tau^-$) wurden mit VERMASEREN [49] generiert. Im Falle $e^+e^- \rightarrow e^+e^- q\bar{q}$ unterscheidet man zwischen Ereignissen, bei denen mindestens eines der beiden Elektronen¹ im Detektor nachgewiesen wird (*tagged*) und solchen, bei denen keines detektiert wird (*untagged*). *untagged*-Ereignisse (dies entspricht einem Streuwinkel von weniger als $12,5^\circ$ und damit einem Impulsübertrag durch das Photon von $Q^2 < 4,5 \text{ GeV}^2/c^2$) wurden mit PHOJET [50] erzeugt, *tagged*-Ereignisse mit F2GEN [51].

Alle nicht in die im letzten Abschnitt beschriebene Kategorie fallenden Ereignisse, bei denen vier Fermionen im Endzustand entstehen, werden zu allgemeinen Vier-Fermion-Ereignissen zusammengefaßt. Für die Simulation solcher Prozesse wurde grc4f [52] angewandt. grc4f berücksichtigt alle

¹Hier und im folgenden sind damit sowohl Elektronen als auch Positronen gemeint.

interferierenden Feynman-Diagramme erster Ordnung, die zu Vier-Fermion-Endzuständen führen, also z. B. die Paarerzeugung von W - und Z -Bosonen. Test-Samples für die Endzustände $e^+e^- \rightarrow llll$, $llqq$ und $qqqq$ ($l = \mu$ oder τ) wurden mit KORALW [53] erzeugt. Beide Generatoren verwenden JETSET für die Hadronisierung und TAUOLA für Tau-Zerfälle, KORALW berücksichtigt QED-Strahlung im Endzustand durch Verwenden der PHOTOS-Bibliothek [54].

4.3 Die Detektorsimulation

Alle mit den oben beschriebenen Generatoren erzeugten Vierervektordateien durchlaufen nun GOPAL [55] – die vollständige Simulation des OPAL-Detektors. GOPAL basiert auf dem GEANT3-Paket [56], einer Sammlung von Programm-Modulen, mit denen die Geometrie jeder einzelnen Detektorkomponente relativ einfach beschrieben werden kann, und die ebenfalls Routinen enthält, mit denen die Wechselwirkungen aller Teilchen simuliert werden können, welche die verschiedenen Materialien des Detektors durchqueren. Aus diesen Wechselwirkungen bestimmt GOPAL anschließend die Antwort des Detektors, indem etwa Signale entsprechend der experimentellen Auflösung verbreitert werden und Rauschen hinzugefügt wird. Die nun in derselben Form wie die Rohdaten vorliegenden simulierten Ereignisse durchlaufen ab hier dieselben Analyseschritte zur Ereignisrekonstruktion (S. 60ff.) und Ereignis Selektion (Kapitel 5).

Kapitel 5

Beschreibung der Analysen

Die allen in dieser Arbeit vorgestellten Analysen gemeinsame Vorgehensweise ist folgende: Durch sogenannte Schnitte auf geeignete Variablen wird versucht, das Signal möglichst gut vom Untergrund zu trennen. Falls kein signifikanter Überschuß in den Daten beobachtet wird, können aus der Anzahl der beobachteten Datenereignisse sowie den aus den Monte-Carlo-Simulationen bestimmten Zahlen für Untergrund und Effizienz bei bekannter Luminosität Grenzen auf die Erzeugungswirkungsquerschnitte der jeweils untersuchten Prozesse berechnet werden. Dabei wird wie bereits beschrieben für jede einzelne Analyse immer angenommen, daß SUSY-Teilchen paarweise erzeugt werden und nur jeweils eine der 45 Kopplungen λ_{ijk} , λ'_{ijk} bzw. λ''_{ijk} verschieden von Null ist. SUSY-Teilchen, die nicht das Leichteste Supersymmetrische Teilchen (LSP) sind, sollen dabei in das als LSP vorausgesetzte leichteste Neutralino $\tilde{\chi}_1^0$ zerfallen, welches anschließend über eine der o. g. Kopplungen R -paritätsverletzend zerfällt. Alle Zerfälle sollen am primären Wechselwirkungspunkt stattfinden. Es wird also nicht nach Topologien mit Sekundärvertices gesucht wie z.B. in [57].

In dieser Arbeit wurden die Zerfälle der supersymmetrischen Partner von Elektron, Myon und Tau und des Top-Quarks in Endzustände mit Jets und geladenen Leptonen untersucht. Ebenfalls untersucht wurden die Zerfälle des leichtesten geladenen und des leichtesten ungeladenen Gauginos. Eine Übersicht aller durchgeführten Analysen liefert Tabelle 5.1.

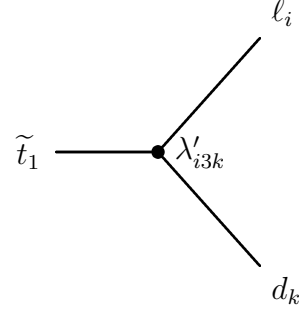
Die Suche nach direkten Zerfällen von Stop-Paaren $\tilde{t}_1\tilde{t}_1$ soll im folgenden ausführlicher dargestellt werden. Die Methode der anderen Analysen ist im wesentlichen dieselbe, so daß nur die jeweils abweichenden Details genauer beschrieben werden.

SUSY-Teilchen	RPV-Kopplung	Zerfallsmodus	Endzustände (Anzahl)
$\tilde{t}_1 \tilde{t}_1$	λ'	direkt	2 Jets + $\ell\ell$ (3)
$\tilde{e}^+ \tilde{e}^-$	λ'	indirekt	$e^+ e^- + [4 \text{ Jets} + \ell\ell]$ (3) $e^+ e^- + [4 \text{ Jets} + \ell\nu]$ (3) $e^+ e^- + [4 \text{ Jets} + \nu\nu]$ (1)
$\tilde{\mu}^+ \tilde{\mu}^-$	λ'	indirekt	$\mu^+ \mu^- + [4 \text{ Jets} + \ell\ell]$ (3) $\mu^+ \mu^- + [4 \text{ Jets} + \ell\nu]$ (3) $\mu^+ \mu^- + [4 \text{ Jets} + \nu\nu]$ (1)
$\tilde{\tau}^+ \tilde{\tau}^-$	λ'	indirekt	$\tau^+ \tau^- + [4 \text{ Jets} + \ell\ell]$ (3) $\tau^+ \tau^- + [4 \text{ Jets} + \ell\nu]$ (3) $\tau^+ \tau^- + [4 \text{ Jets} + \nu\nu]$ (1)
$\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$	λ'	direkt	4 Jets + $\ell\ell$ (3) 4 Jets + $\ell\nu$ (3)
$\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$	λ'	direkt	4 Jets + $\ell\ell$ (3) 4 Jets + $\ell\nu$ (3)
$\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$	λ'	indirekt	2 $W^{(*)} + [4 \text{ Jets} + \ell\ell]$ (3) 2 $W^{(*)} + [4 \text{ Jets} + \ell\nu]$ (3)
$\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$	λ	indirekt	2 $W^{(*)} + [\ell\nu + \ell\nu]$ (1)

Tabelle 5.1: Alle Analysen für Endzustände mit Jets und Leptonen. ℓ steht jeweils für e , μ oder τ , abhängig von den jeweils betrachteten Indizes der RPV-Kopplung. Die bei den indirekten Zerfallskanälen in eckige Klammern gesetzten Teilchen stammen jeweils aus dem Zerfall der beiden Neutralinos. Die Zahl in Klammern gibt die Anzahl der bezüglich der jeweiligen Analyse unterschiedenen Endzustände an. So gibt es für die indirekten Chargino-Zerfälle via λ nur eine Analyse für die Endzustände mit Jets, d. h. solche, bei denen mindestens eines der W -Bosonen hadronisch zerfällt, also $2 W^{(*)} \rightarrow \ell' \nu qq$ bzw. $2 W^{(*)} \rightarrow qq qq$. (Obwohl das W -Boson im hier untersuchten Massenbereich immer virtuell ist, man also strenggenommen von einem Drei-Körper-Zerfall $\tilde{\chi}_1^+ \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 f_4 f_5$ sprechen müßte, ist hier der Einfachheit halber immer von den $W^{(*)}$ -Zerfallsprodukten die Rede.) Diese Analyse unterscheidet nicht, welchen Flavour die Leptonen aus dem Neutralino-Zerfall tragen.

5.1 Suche nach $\tilde{t}_1\tilde{t}_1$ -Paaren

In der hier beschriebenen Analyse wird nach Ereignissen mit zwei geladenen Leptonen und zwei Jets gesucht. Solch eine Topologie wird etwa für über die Kopplung λ'_{ijk} direkt zerfallende Stop-Paare $\tilde{t}_1\tilde{t}_1$ erwartet. In der Abbildung rechts ist der Zerfall eines einzelnen \tilde{t}_1 schematisch dargestellt. Die besondere Rolle, die das \tilde{t}_1 im Squark-Sektor des MSSM einnimmt, wurde bereits in Kapitel 2 beschrieben.



5.1.1 Signal-Monte-Carlo

Für jede der in Tabelle 5.2 aufgelisteten Kombinationen aus Schwerpunktsenergie \sqrt{s} und Stop-Masse $m_{\tilde{t}_1}$ wurden jeweils 1000 Ereignisse für jeden der ebenfalls in Tabelle 5.2 zu findenden neun möglichen λ'_{i3k} -Zerfallskanäle¹ $\tilde{t}_1 \rightarrow \ell_i q_k$ beim Stop-Mischungswinkel $\theta_{\tilde{t}} = 0$ erzeugt.

Massenpunkte		Zerfallskanäle			
\sqrt{s} / GeV	$m_{\tilde{t}_1} / \text{GeV}/c^2$	λ'_{i3k}	$k = 1,$	$2,$	3
189	65, 75, 85, 90, 94	$i = 1$	$\tilde{t}_1 \rightarrow ed,$	$es,$	eb
192	65, 75, 85, 90, 95	$i = 2$	$\mu d,$	$\mu s,$	μb
196	65, 75, 85, 90, 95, 97	$i = 3$	$\tau d,$	$\tau s,$	τb
200	65, 75, 85, 90, 95, 99				
202	75, 85, 90, 95, 100				
207	75, 85, 90, 95, 100, 103				

Tabelle 5.2: Signal-Monte-Carlo für die $\tilde{t}_1\tilde{t}_1$ -Analyse.

5.1.2 Ereignisselektion

Der Zerfall eines $\tilde{t}_1\tilde{t}_1$ -Paares via λ' -Kopplung resultiert in Endzuständen mit zwei Quarks und zwei isolierten Leptonen mit gleichem Flavour und entgegengesetzter Ladung. Da jeweils ein Quark und ein Lepton aus dem Zerfall

¹Wegen der Kopplung $\lambda'_{ijk} L_i Q_j \bar{D}_k$ und der Tatsache, daß das Stop nur im Dublett Q_3 , nicht aber im Singulett D_k enthalten ist, ist der Index $j = 3$ festgelegt (vgl. Kapitel 2).

eines einzelnen \tilde{t}_1 stammen, liegt es nahe, neben anderen Auswahlkriterien auch diese Besonderheit zu nutzen. Dies geschieht durch einen sogenannten Kinematischen Fit mit Nebenbedingungen, wie er auch in der Analyse von Ereignissen mit W^+W^- -Paaren angewendet wird [58], und dessen Methode nun beschrieben werden soll.

Im Rahmen der Ereignisrekonstruktion (S. 60ff.) werden Ereignisse, in denen mindestens zwei geladene Leptonen gleichen Flavours identifiziert worden sind, folgendermaßen weiterverarbeitet: Die beiden Leptonen mit der größten Isolation werden, sofern sie entgegengesetzt geladen sind, aus dem Ereignis „entfernt“ und der Rest des Ereignisses wird nach dem bereits beschriebenen Durham-Algorithmus als Zwei-Jet-Ereignis rekonstruiert. Es liegen nun also vier Objekte – zwei Jets $j_{1,2}$ und zwei Leptonen $\ell_{1,2}$ – zusammen mit ihren Viererimpulsen $p_i = (E_i, \vec{p}_i)$ vor, $i = 1, 2, 3, 4$ steht hier für j_1, j_2, ℓ_1, ℓ_2 . Geht man davon aus, daß j_1 und ℓ_1 aus dem Zerfall des einen \tilde{t}_1 stammen, j_2 und ℓ_2 aus dem des zweiten, so müssen folgende Bedingungen erfüllt sein:

- (a) Die Impulse der beiden Systeme $(j_1 + \ell_1)$ und $(j_2 + \ell_2)$ müssen entgegengesetzt gleich sein:

$$(\vec{p}_1 + \vec{p}_2) = -(\vec{p}_3 + \vec{p}_4) .$$

- (b) Die Summe aller Energien muß die Schwerpunktsenergie ergeben:

$$\sum_{i=1}^4 E_i = \sqrt{s} .$$

- (c) Die invarianten Massen M_1 und M_2 der beiden Systeme $(j_1 + \ell_1)$ und $(j_2 + \ell_2)$ – diese entsprechen gerade der Stop-Masse $m_{\tilde{t}_1}$ – müssen ebenfalls gleich sein²:

$$(E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2 = M_1^2 = M_2^2 = (E_3 + E_4)^2 - (\vec{p}_3 + \vec{p}_4)^2 .$$

Nun werden mit der Methode der kleinsten Quadrate mit Lagrange-Multiplikatoren [59] aus den 16 gemessenen Größen E_i und \vec{p}_i und ihren Fehlern iterativ „verbesserte Meßwerte“, welche die Nebenbedingungen (a) bis (c) erfüllen, und daraus die rekonstruierte Masse m_{5C} ($= M_1 = M_2$) und die Fit-Wahrscheinlichkeit P_{χ^2} bestimmt. P_{χ^2} ist ein Maß dafür, wie gut die ursprünglichen Meßwerte die Nebenbedingungen erfüllen. Da es sich bei (a) bis (c) um insgesamt fünf skalare Gleichungen handelt, durch welche

²Hier und im Rest dieser Arbeit gilt $c = 1$.

die Nebenbedingungen – englisch *constraints* – formuliert werden, spricht man hier von einem 5C-Fit. Es gibt nun aber zwei Möglichkeiten, zwei Jet-Lepton-Paare zu bilden, daher wird der oben beschriebene 5C-Fit ebenfalls für die Kombination $(j_1 + \ell_2)$ und $(j_2 + \ell_1)$ durchgeführt. Anschließend wird die Kombination mit dem größeren P_{χ^2} ausgewählt. Der kinematische Fit erzielt eine sehr gute Massenauflösung. Von dieser Tatsache wird später noch Gebrauch gemacht.

Zur Ereignisselektion werden nun folgende Schnitte auf Daten, Signal und Untergrund angewandt:

- (V) Vorauswahl: Die Strahlenergie muß größer als 60 GeV gewesen sein, um etwaige Kalibrationsläufe von LEP nicht zu berücksichtigen. In allen drei Zerfallskanälen, $\tilde{t}_1\tilde{t}_1 \rightarrow e^+e^-qq$, $\mu^+\mu^-qq$ und $\tau^+\tau^-qq$ (kurz als e -, μ - und τ -Kanal bezeichnet), müssen mindestens acht Spuren geladener Teilchen gemessen worden sein. Im e - und μ -Kanal muß zusätzlich mindestens ein Elektron oder Myon identifiziert worden sein.
- (1) Im e - und μ -Kanal muß die gesamte im Detektor gemessene Energie E_{vis} normiert auf die Schwerpunktsenergie $E_{\text{cms}} = \sqrt{s}$ zwischen 0,75 und 1,25 liegen. Um nicht gemessene Energie durch Neutrinos im τ -Kanal zu berücksichtigen, werden diese Werte hier auf 0,5 und 1,0 abgesenkt.
- (2) Der Durham-Parameter y_{34} , der angibt, wie gut vier rekonstruierte „Jets“ (in unserem Falle werden ja zwei hadronische Jets und zwei isolierte Leptonen erwartet) getrennt sind, muß in allen drei Kanälen größer als 0,001 sein.
- (3) Es wird gefordert, daß mindestens zwei Elektronen, zwei Myonen oder zwei Taus mit entgegengesetzter Ladung identifiziert worden sind. Im e - und im μ -Kanal müssen die durch die Schwerpunktsenergie geteilten Energien der beiden Leptonen mit der höchsten bzw. zweithöchsten Energie die Werte 0,082 bzw. 0,055 überschreiten, im τ -Kanal werden diese Schwellen wegen der schlechteren Energieauflösung auf 0,055 bzw. 0,0275 herabgesetzt.
- (4) Für die Fit-Wahrscheinlichkeit muß gelten: $P_{\chi^2} > 0,01$.
- (5) In einem Kegel mit dem halben Öffnungswinkel von 15° im e - und μ -Kanal bzw. 25° im τ -Kanal um die Spur des Leptons mit der höchsten Energie darf keine weitere Spur eines geladenen Teilchens liegen.

In den Abbildungen 5.5 bis 5.7 auf den Seiten 85 bis 87 sind die Wirkungsweisen der Schnitte für alle Schwerpunktsenergien für den Zerfallskanal

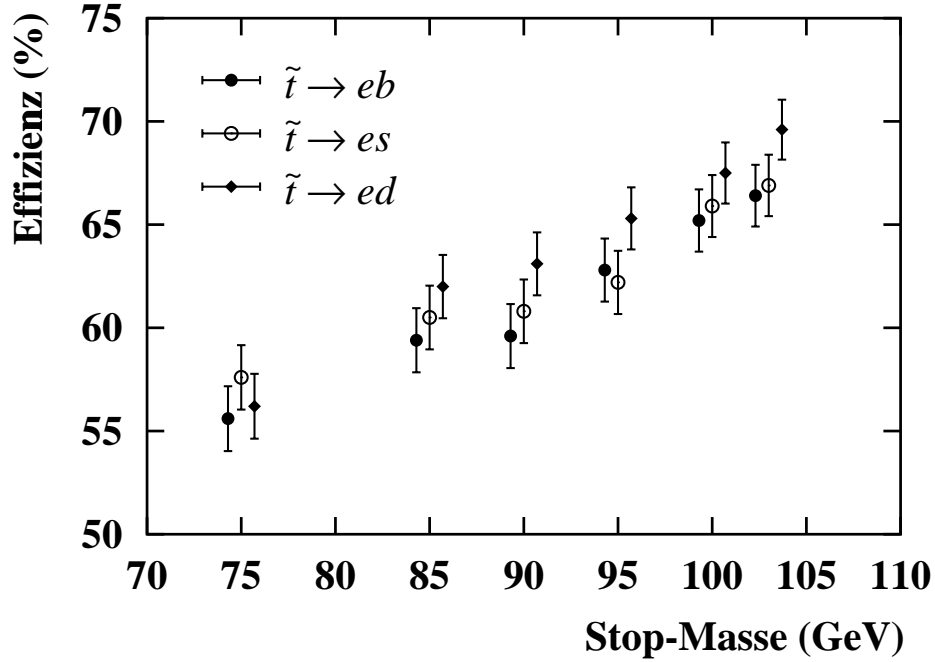


Abbildung 5.1: Abhängigkeit der Signaleffizienzen ϵ von simulierter Stop-Masse und Quark-Flavour. Eingezeichnet sind die Werte nach Schnitt (5) im e -Kanal für $\sqrt{s} = 207$ GeV. Der Übersichtlichkeit wegen sind die Punkte für $\tilde{t}_1 \rightarrow eb$ und ed etwas nach links bzw. rechts verschoben. Die Fehlerbalken geben die statistische Unsicherheit $\delta\epsilon^{\text{stat}} = \sqrt{\epsilon(1-\epsilon)/N_0}$ an.

$\tilde{t}_1 \tilde{t}_1 \rightarrow e^+e^-qq$ graphisch dargestellt. Für $\sqrt{s} = 207$ GeV gibt Tabelle 5.3 Aufschluß darüber, in welcher Weise sich die Anzahl der Ereignisse für Daten, Untergrund und Signal bei jedem Schnitt ändert. Die Signaleffizienz ϵ ist dabei die nach einem Schnitt vorliegende Anzahl von Ereignissen N geteilt durch die Anzahl aller beim jeweiligen Massenpunkt generierter Ereignisse N_0 (bei der hier vorliegenden Analyse ist $N_0 = 1000$). ϵ wird für festen Flavour des Leptons ℓ jeweils für jede der drei Möglichkeiten $\tilde{t}_1 \rightarrow \ell d$, ℓs und ℓb bestimmt. Die Variation der Effizienz mit dem Quark-Flavour ist jedoch gering (siehe Abb. 5.1). Für die Bestimmung der Wirkungsquerschnittsgrenzen wird jeweils nur die minimale Effizienz weiterverwendet. Diese – in der Literatur oft als „konservativ“ bezeichnete – Vorgehensweise führt zu Ausschlußgrenzen, die für alle Quark-Flavours gültig sind.

Da später massenabhängige Wirkungsquerschnittsgrenzen berechnet werden sollen, werden nun Effizienz und die Anzahl der Daten- und Untergrundereignisse in Schritten von 1 GeV über den gesamten betrachteten Be-

e -Kanal						
Schnitt	Daten	Untergrund	$2f$	$4f$	2γ	Eff. [%]
(V)	6959	6939.46	4744.15	1997.36	197.95	94.5
(1)	3907	4011.09	2644.07	1281.09	85.93	92.7
(2)	2296	2279.23	1189.64	1048.92	40.67	86.8
(3)	155	151.70	71.20	76.57	3.94	74.3
(4)	7	8.70	4.00	2.99	1.71	58.0
(5)	3	3.26	0.08	1.47	1.71	55.6
μ -Kanal						
Schnitt	Daten	Untergrund	$2f$	$4f$	2γ	Eff. [%]
(V)	6959	6939.46	4744.15	1997.36	197.95	93.5
(1)	3907	4011.09	2644.07	1281.09	85.93	89.3
(2)	2296	2279.23	1189.64	1048.92	40.67	82.2
(3)	12	25.78	7.67	18.11	0.00	74.1
(4)	0	1.87	0.08	1.78	0.00	60.3
(5)	0	1.47	0.00	1.47	0.00	58.2
τ -Kanal						
Schnitt	Daten	Untergrund	$2f$	$4f$	2γ	Eff. [%]
(V)	7705	7442.17	5052.39	2141.42	248.37	93.7
(1)	5614	5545.99	3695.16	1695.21	155.62	84.9
(2)	3053	2928.38	1645.01	1218.35	65.02	70.8
(3)	49	54.06	3.44	47.60	3.02	39.6
(4)	10	10.51	0.67	8.79	1.05	31.5
(5)	7	7.90	0.21	6.64	1.05	28.3

Tabelle 5.3: Wirkung der Schnitte (1) bis (5) für die $\tilde{t}_1\tilde{t}_1$ -Ereignisselektion bei $\sqrt{s} = 207$ GeV. Der in der dritten Spalte angegebene Untergrund ist in den nächsten drei Spalten nach den in Kapitel 4 beschriebenen Beiträgen aus Zwei-Fermion- ($2f$), Vier-Fermion- ($4f$) und Zwei-Photon-Prozessen (2γ) aufgeschlüsselt. Die Signaleffizienz in der letzten Spalte gilt für eine Stop-Masse von 75 GeV.

reich der Stop-Masse von $m_{\tilde{t}_1} = 65$ bis 103 GeV bestimmt. Hierbei macht man sich die bereits erwähnte hervorragende Massenauflösung des kinematischen Fits auf folgende Weise zunutze:

Für jeden der Massenpunkte aus Tabelle 5.2 werden Mittelwert m_{fit} und Standardabweichung σ_m der in Abb. 5.2 oben beispielhaft für die Signal-Monte-Carlo-Simulation bei $\sqrt{s} = 200$ GeV im e -Kanal dargestellten Massenverteilungen, sowie die Abweichung $\Delta m = m_{\text{fit}} - m_{\text{MC}}$ berechnet. Δm und σ_m variieren mit m_{MC} . So nimmt σ_m etwa zur kinematischen Grenze hin aufgrund des kleiner werdenden Phasenraums sehr stark ab. Um die Massenauflösung zwischen den simulierten Werten m_{MC} zu interpolieren, werden ein Polynom zweiter Ordnung an Δm und eine Exponentialfunktion an σ_m angepaßt, so daß zu jedem $m_{\tilde{t}_1}$ ein $m_{\text{fit}}(m_{\tilde{t}_1})$ und ein $\sigma_m(m_{\tilde{t}_1})$ angegeben werden können. Das Ergebnis dieses Fits für $\sqrt{s} = 200$ GeV ist in Abb. 5.2 unten dargestellt.

Die nach der Selektion (1) bis (5) verbliebenen Ereignisse werden jetzt weiteren massenabhängigen Schnitten unterzogen: Ereignisse werden nur gezählt, wenn ihre rekonstruierte Masse m_{5C} die Bedingung

$$m_{\text{fit}} - 2 \cdot \sigma_m \leq m_{5C} \leq m_{\text{fit}} + 2 \cdot \sigma_m$$

erfüllt. Hierbei wird der gesamte Bereich von $m_{\tilde{t}_1}$ – bei $\sqrt{s} = 207$ GeV also von 65 bis 103 GeV – in Schritten von 1 GeV untersucht. Für den Fall, daß σ_m unter $0,25$ GeV sinkt, wird dabei $2 \cdot \sigma_m = 0,5$ GeV gesetzt. Man erhält damit für jeden Zerfallskanal und jede Schwerpunktsenergie bis zu 39 (abhängig vom höchsten simulierten $m_{\tilde{t}_1}$) „Einzelmessungen“, die jeweils aus der Anzahl der Datenereignisse, der Untergrunderwartung und der Effizienz beim jeweiligen Massenpunkt bestehen (vgl. das Beispiel in Tabelle 5.4). Diese Zahlen werden zusammen mit ihren auf die im nächsten Abschnitt beschriebene Art bestimmten Unsicherheiten später zur Bestimmung von Wirkungsquerschnittsgrenzen verwendet.

5.1.3 Bestimmung der Unsicherheiten

Die statistische Unsicherheit der Signaleffizienz folgt aus dem Ausdruck für die Standardabweichung einer Binomialverteilung und ist durch

$$\delta\epsilon^{\text{stat}} = \sqrt{\frac{\epsilon(1-\epsilon)}{N_0}} \quad (5.1)$$

gegeben. Mit ϵ zwischen 15 und 60 % liegt die relative statistische Unsicherheit damit bei etwa 3 bis 7 %. Die statistische Unsicherheit des Untergrundes kann aufgrund der großen Anzahl erzeugter Monte-Carlo-Ereignisse (i. a.

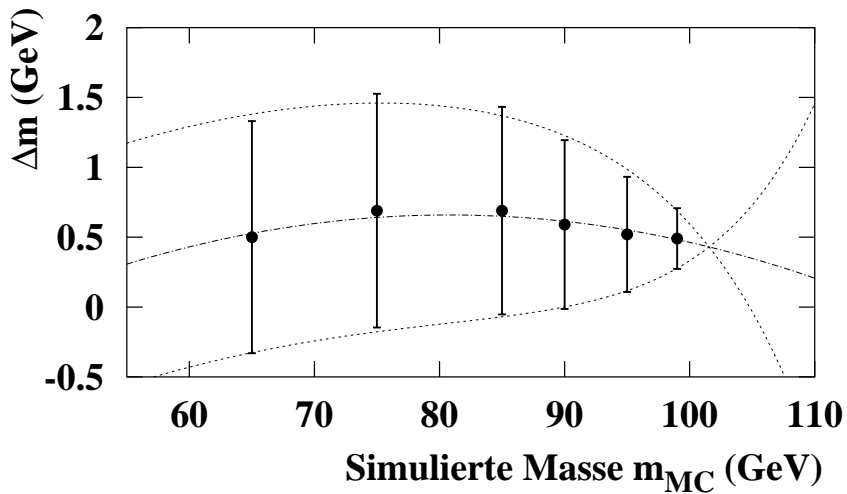
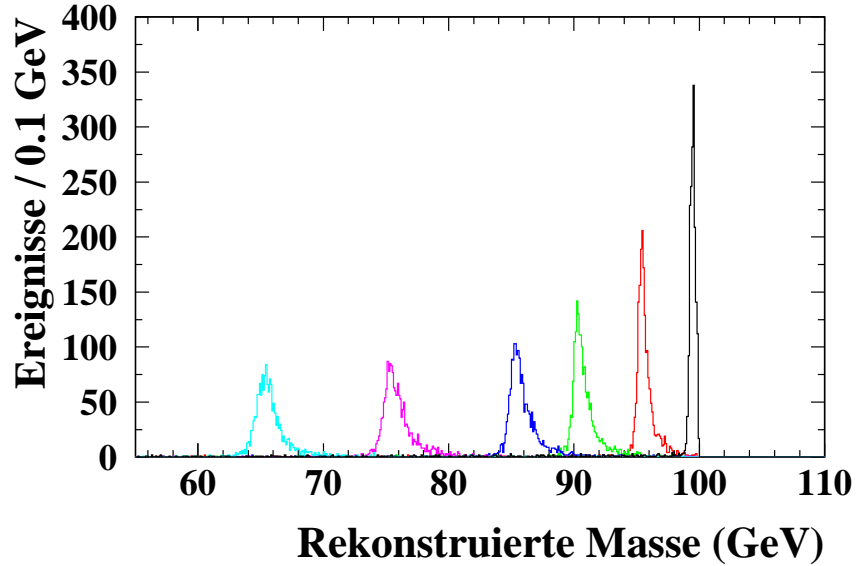


Abbildung 5.2: Massenauflösung des Kinematischen Fits im Zerfallskanal $\tilde{t}_1 \rightarrow eq$ für die Signal-Monte-Carlo-Simulation bei $\sqrt{s} = 200$ GeV. Oberes Bild: Von links nach rechts entsprechen die Peaks den simulierten Stop-Massen 65, 75, 85, 90, 95 und 99 GeV. Gezeigt ist die Massenverteilung nach den im Text beschriebenen Selektionsschnitten (1) bis (5). Unteres Bild: Abweichung $\Delta m = m_{fit} - m_{MC}$ zwischen mittlerer rekonstruierter Masse m_{fit} und simulierter Masse m_{MC} . Die Fehlerbalken geben die Breite σ_{fit} der Peaks aus dem oberen Bild an, die Linien die im Text beschriebenen Parametrisierungen von Mittelwert und Breite.

m_{MC}	ϵ_1 [%]	$m_{\text{fit}} \pm 2\sigma_m$	Daten	Untergr.	$2f$	$4f$	2γ	ϵ_2 [%]
		63.6 – 67.0	0	0.26	0.00	0.13	0.13	45.0
		64.7 – 68.1	1	0.42	0.00	0.16	0.26	45.1
		65.7 – 69.1	1	0.37	0.00	0.10	0.26	45.2
		66.7 – 70.1	1	0.18	0.00	0.05	0.13	45.3
		67.8 – 71.2	0	0.21	0.00	0.08	0.13	45.4
		68.8 – 72.2	0	0.21	0.00	0.08	0.13	45.5
		69.8 – 73.2	0	0.21	0.00	0.08	0.13	45.7
		70.9 – 74.2	0	0.10	0.00	0.10	0.00	45.8
		71.9 – 75.3	0	0.03	0.00	0.03	0.00	45.9
		72.9 – 76.3	0	0.08	0.00	0.08	0.00	46.0
75 GeV	55.6	73.9 – 77.3	0	0.08	0.00	0.08	0.00	46.1
		75.0 – 78.3	0	0.08	0.00	0.08	0.00	46.2
		76.0 – 79.3	0	0.08	0.00	0.08	0.00	46.3
		77.0 – 80.3	0	0.10	0.00	0.10	0.00	46.4
		78.0 – 81.3	0	0.16	0.00	0.16	0.00	46.5
		79.1 – 82.3	0	0.16	0.00	0.16	0.00	46.7
		80.1 – 83.3	0	0.10	0.00	0.10	0.00	46.8
		81.1 – 84.3	0	0.03	0.00	0.03	0.00	46.9
		82.1 – 85.3	0	0.16	0.00	0.03	0.13	47.0
		83.1 – 86.3	1	0.29	0.00	0.03	0.26	47.1
85 GeV	59.4	84.1 – 87.3	1	0.42	0.00	0.03	0.39	47.2
		85.2 – 88.2	1	0.50	0.00	0.10	0.39	47.7
		86.2 – 89.2	0	0.58	0.00	0.18	0.39	48.2
		87.2 – 90.2	0	0.58	0.00	0.18	0.39	48.8
		88.2 – 91.1	0	0.76	0.00	0.10	0.66	49.3
90 GeV	59.6	89.2 – 92.1	0	0.71	0.00	0.05	0.66	49.8
		90.3 – 93.0	0	0.45	0.00	0.05	0.39	50.1
		91.3 – 94.0	0	0.21	0.00	0.08	0.13	50.4
		92.3 – 94.9	0	0.03	0.00	0.03	0.00	50.6
		93.4 – 95.8	0	0.05	0.00	0.05	0.00	50.9
95 GeV	62.2	94.4 – 96.7	0	0.07	0.04	0.03	0.00	51.2
		95.5 – 97.6	0	0.04	0.04	0.00	0.00	52.0
		96.5 – 98.5	0	0.03	0.00	0.03	0.00	52.8
		97.5 – 99.5	0	0.05	0.00	0.05	0.00	53.6
		98.5 – 100.5	0	0.05	0.00	0.05	0.00	54.4
100 GeV	65.2	99.4 – 101.4	0	0.03	0.00	0.03	0.00	55.2
		100.4 – 102.4	0	0.00	0.00	0.00	0.00	53.8
		101.3 – 103.3	0	0.00	0.00	0.00	0.00	52.3
103 GeV	66.4	102.3 – 104.3	0	0.00	0.00	0.00	0.00	50.9

Tabelle 5.4: Ergebnisse der Schnitte auf die rekonstruierte Masse für den e -Kanal bei $\sqrt{s} = 207$ GeV. Jede Zeile entspricht einem 1 GeV-Schritt in $m_{\tilde{\tau}_1}$. Die dritte Spalte gibt die obere und untere Grenze des Massenfensters in GeV an. ϵ_1 ist die Effizienz vor, ϵ_2 die nach dem Massenschnitt. Die Werte von ϵ_2 zwischen den Werten m_{MC} , bei denen Monte-Carlo-Simulationen existieren, wurden durch lineare Interpolation bestimmt. Die Spalten $2f$, $4f$ und 2γ geben die einzelnen Beiträge zum Untergrund an (vgl. Tabelle 5.3). Wegen der Überlappung der Massenfenster werden zwei Datenereignisse in jeweils drei Fenstern gezählt. Das in Tabelle 5.3 für diesen Kanal aufgeführte dritte Datenereignis hat eine rekonstruierte Masse unter 65 GeV.

mehr als 10^5 pro beitragendem Kanal) durch $\delta n_{\text{MC}}^{\text{stat}} = \sqrt{\sum_i \frac{n_i}{\mathcal{L}_i^2} \cdot \mathcal{L}}$ ausgedrückt werden. Die Summe läuft über alle Monte-Carlo-Samples, n_i ist die Anzahl der gezählten Ereignisse, \mathcal{L}_i ist die dem Umfang des Monte-Carlo-Samples entsprechende Luminosität, \mathcal{L} die gemessene Luminosität.

Eine gegebenenfalls unzureichende Modellierung der Meßgrößen durch die Monte-Carlo-Simulation wird folgendermaßen berücksichtigt: Zu einer Variablen y , auf die geschnitten wird, werden für die Verteilungen dieser Variable in Daten und Standardmodell-Monte-Carlo jeweils die Mittelwerte \bar{y}_{dat} und \bar{y}_{MC} und die Standardabweichungen σ_{dat} und σ_{MC} berechnet. Im Laufe der Analyse wird nach dem Schnitt auf y bei Signal und Untergrund auch auf die gemäß

$$y' = (y - \bar{y}_{\text{MC}}) \cdot \frac{\sigma_{\text{dat}}}{\sigma_{\text{MC}}} + \bar{y}_{\text{dat}}$$

transformierte Variable y' geschnitten. Die Abweichung der Anzahl der Ereignisse nach diesen Schnitten wird als systematische Unsicherheit behandelt. Abweichungen für verschiedene Variablen werden als unabhängig angesehen und quadratisch addiert. Die so bestimmten relativen Unsicherheiten für die Untergrunderwartung liegen in der Regel bei ca. 8 bis 10 %.

Die Abweichungen zwischen den Standard-Monte-Carlo-Samples und den Test-Samples (siehe Kapitel 4) wurden ebenfalls bestimmt. Auch sie sind von der Größenordnung von maximal 10 %, so daß die gesamte relative systematische Unsicherheit des Untergrundes typischerweise etwa 15 % beträgt.

Weitere Quellen von Unsicherheiten sind die Luminosität und die Leptonidentifikation. Die Unsicherheit der Luminositätsmessung liegt bei etwa 0,5 % [31] und trägt somit nur wenig zur gesamten Unsicherheit bei. Die Effizienz der Leptonidentifikation liegt abhängig vom Flavour zwischen 75 und 90 % [33, 34, 35], was nach Gleichung 5.1 zu einer Unsicherheit von 1 bis 2 % führt. Da jeweils zwei Leptonen identifiziert werden müssen, wird dieser Wert verdoppelt. Es wird daher für alle Lepton-Flavours eine Unsicherheit der Signal-Effizienz von weiteren 4 % angenommen.

Ergebnisse früherer Arbeiten [60, 39] wurden verwendet, um Einflüsse durch verschiedene Modellparameter bei Erzeugung und Zerfall von Stop-Paaren abzuschätzen: Die Energieverteilung der Bremsstrahlung im Anfangszustand hängt vom \tilde{t} -Mischungswinkel $\theta_{\tilde{t}}$ ab, da dieser die Kopplung des \tilde{t}_1 an das Z^0 -Boson bestimmt. Der Unterschied in der Signaleffizienz für die beiden Extremfälle $\theta_{\tilde{t}} = 0$ (d. h. $\tilde{t}_1 = \tilde{t}_L$; bei diesem Wert wurden die Monte-Carlo-Ereignisse erzeugt) und $\theta_{\tilde{t}} = 0,98$ (keine Kopplung an das Z^0) ist jedoch für alle betrachteten Stop-Massen kleiner als 0,5 %. Desweiteren wurden Effekte bei der Fragmentierung der \tilde{t}_1 -Hadronen untersucht.

Zum einen wurde der in der Peterson-Funktion [41] auftretende Fragmentationsparameter $\epsilon_{\tilde{t}_1} = \epsilon_b m_b^2 / m_{\tilde{t}_1}^2$ im Rahmen der durch die Unsicherheiten von m_b und ϵ_b bestimmten Grenzen variiert, zum anderen wurde eine alternative Fragmentierungsfunktion von Bowler [61] benutzt. Beides führt zu einer Änderung der Signaleffizienz von höchstens 0,5 %.

Alle Unsicherheiten werden als unabhängig angesehen und quadratisch addiert. Die Ergebnisse finden sich im nächsten Abschnitt.

5.1.4 Ergebnisse

In Tabelle 5.5 sind die Ergebnisse der Suche nach direkten Zerfällen paarweise erzeugter \tilde{t}_1 zusammengefaßt. Hierbei ist im oberen Teil der Tabelle die Summe über alle untersuchten Schwerpunktsenergien, im unteren nur das Ergebnis für $\sqrt{s} > 206$ GeV angegeben. Diese Trennung wird vorgenommen, da die Paarerzeugung erst dann möglich ist, wenn die Schwerpunktsenergie größer als die zweifache Masse der gesuchten Teilchen wird, und somit gerade bei den höchsten Energien der deutlichste Überschuß erwartet wird.

$\sqrt{s} = 189 - 209$ GeV				
Endzustand	ϵ_1 (%)	ϵ_2 (%)	Daten	Untergrund
2 Jets + e^+e^-	53.3 – 66.6	42.9 – 57.2	13	$13.8 \pm 1.4 \pm 0.5$
2 Jets + $\mu^+\mu^-$	54.3 – 70.2	44.1 – 61.1	7	$7.1 \pm 0.4 \pm 0.6$
2 Jets + $\tau^+\tau^-$	26.3 – 34.2	15.4 – 27.0	30	$34.4 \pm 1.0 \pm 1.7$
$\sqrt{s} > 206$ GeV				
Endzustand	ϵ_1 (%)	ϵ_2 (%)	Daten	Untergrund
2 Jets + e^+e^-	55.6 – 66.4	45.0 – 55.2	3	$3.3 \pm 0.5 \pm 0.3$
2 Jets + $\mu^+\mu^-$	58.2 – 70.2	44.1 – 55.1	0	$1.5 \pm 0.2 \pm 0.1$
2 Jets + $\tau^+\tau^-$	28.3 – 32.9	15.4 – 25.0	7	$7.9 \pm 0.6 \pm 0.9$

Tabelle 5.5: Ergebnisse der $\tilde{t}_1\tilde{t}_1$ -Analyse. ϵ_1 ist die Effizienz vor, ϵ_2 die nach dem Massenschnitt. Die erste beim Untergrund angegebene Unsicherheit ist die statistische, die zweite die systematische. Es wurde darauf verzichtet, die relativen Unsicherheiten der einzelnen Effizienzen anzugeben; diese liegen typischerweise bei etwa 7 %.

In keinem der analysierten Zerfallskanäle liegt ein Überschuß in den Daten vor. Der Untergrund besteht im μ -Kanal zu praktisch 100 % aus Vier-Fermion-Ereignissen. Im τ -Kanal machen diese etwa 75 bis 95 %, im e -Kanal 45 bis 75 % aus. Der weitere Untergrund wird vor allem durch Zwei-Photon-Ereignissen verursacht, Zwei-Fermion-Ereignisse tragen mit weniger als 5 %

bei (vgl. auch Tabelle 5.3). Abbildung 5.3 zeigt eines der sieben Kandidatenereignisse im μ -Kanal.

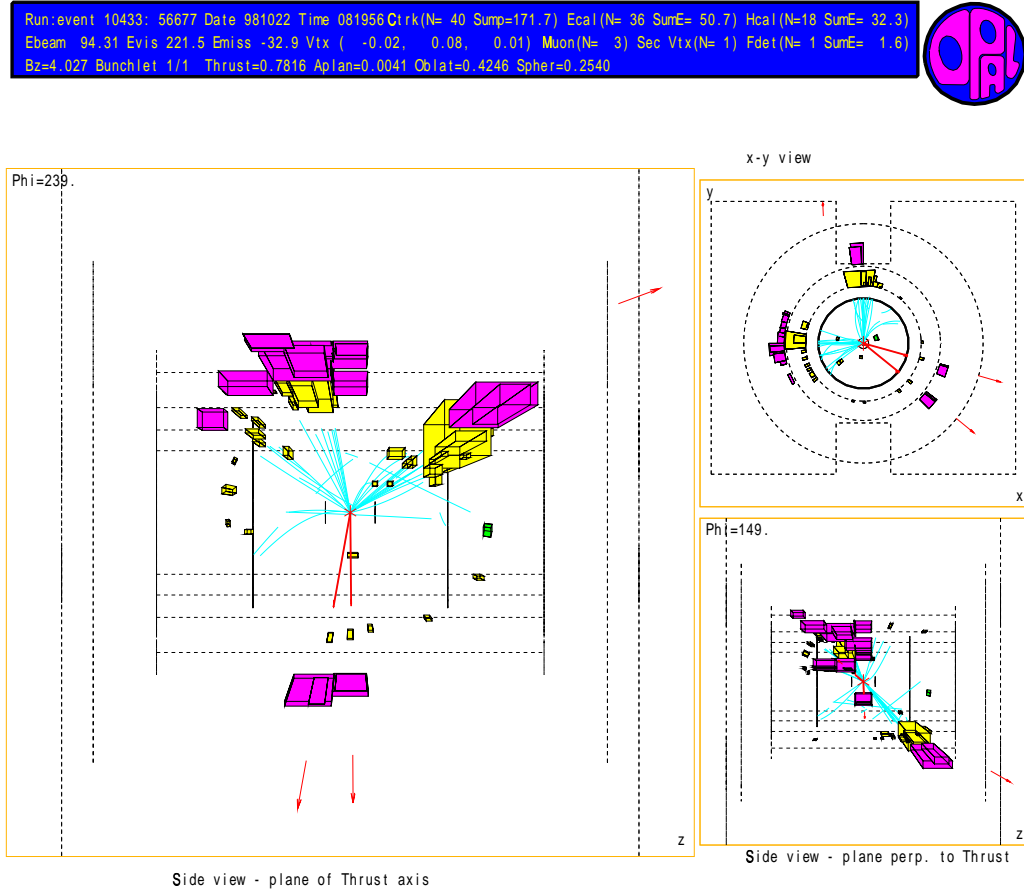


Abbildung 5.3: Eine mit dem Programm GROPE (Graphical Reconstruction of OPAL Events) erzeugte Darstellung eines der sieben Datenereignisse, die im Kanal $\tilde{t}_1\tilde{t}_1 \rightarrow \mu^+\mu^-qq$ ausgewählt wurden. \sqrt{s} beträgt 189 GeV, die rekonstruierte Stop-Masse 84,2 GeV. Spuren geladener Teilchen sind in Cyan gezeichnet, die roten Pfeile zeigen in den Myondetektoren gemessene Spursegmente, die roten Linien geben Spuren identifizierter Myonen an. Einträge im ECAL sind gelb, solche im HCAL magenta. Die Blickrichtungen verlaufen senkrecht zur Thrust-Achse⁴ (linkes Bild), parallel dazu (rechts unten) und entlang der Strahlachse (rechts oben). Die wichtigsten Detektorkomponenten sind durch schwarze Linien angedeutet (vgl. Abb. 3.2).

⁴Diese ist definiert als die Achse \vec{n} , bezüglich derer $\sum_i |\vec{p}_i \cdot \vec{n}|$ maximal ist.

5.1.5 Bestimmung von Wirkungsquerschnittsgrenzen

Nun sollen aus den Ergebnissen der Analyse Grenzen auf den Wirkungsquerschnitt der $\tilde{t}_1\tilde{t}_1$ -Paarproduktion berechnet werden. Hierbei wird die sogenannte CL_s -Methode verwendet, die u. a. bei Suchen nach dem Higgs-Boson und vielen anderen Analysen der LEP-Experimente Anwendung findet. Das wesentliche Prinzip dieser Methode, welche zusammen mit Details zur numerischen Implementierung und Vergleichen mit anderen Vorgehensweisen in [62] und den darin zitierten Arbeiten ausführlich dargestellt ist, soll im folgenden genauer erläutert werden.

Man betrachte zu Beginn ein einfaches Zählexperiment, in dem eine Anzahl X_{obs} von Ereignissen registriert und dessen Untergrund zu b bestimmt wurde. Es soll getestet werden, ob das Ergebnis X_{obs} mit einer Hypothese, die s Signalereignisse erwartet, kompatibel ist. Hierzu betrachtet man die beiden sogenannten Konfidenzniveaus

$$\begin{aligned} CL_{s+b} &= P_{s+b}(X \leq X_{\text{obs}}) & \text{und} & \\ CL_b &= P_b(X \leq X_{\text{obs}}). \end{aligned} \quad (5.2)$$

$P_{s+b}(X \leq X_{\text{obs}})$ und $P_b(X \leq X_{\text{obs}})$ sind dabei die Wahrscheinlichkeiten unter den Annahmen „Untergrund + Signal“ bzw. „nur Untergrund“, daß X_{obs} oder weniger Ereignisse auftreten. Für den hier betrachteten Fall Poissonverteilter Größen gilt also:

$$\begin{aligned} P_{s+b}(X \leq X_{\text{obs}}) &= \sum_{X=0}^{X_{\text{obs}}} \frac{(s+b)^X}{X!} \cdot e^{-(s+b)} & \text{und} & \\ P_b(X \leq X_{\text{obs}}) &= \sum_{X=0}^{X_{\text{obs}}} \frac{b^X}{X!} \cdot e^{-b}. \end{aligned} \quad (5.3)$$

Die Hypothese „Signal + Untergrund“ wird verworfen, falls

$$CL_s \equiv \frac{CL_{s+b}}{CL_b} \geq 1 - CL \quad (5.4)$$

für ein vorgegebenes Konfidenzniveau CL , welches im Rahmen dieser Arbeit zu $CL = 95\%$ gewählt wird. Man kann iterativ jenes s_{max} bestimmen, für das Gleichung (5.4) gerade noch erfüllt ist. Bei bekannter Luminosität \mathcal{L} und Signaleffizienz ϵ ergibt sich damit aus der Beziehung $s = \epsilon \cdot \sigma \cdot \mathcal{L}$ eine obere Grenze auf den Wirkungsquerschnitt σ . Einer der Vorteile der Verwendung von CL_s anstelle von CL_{s+b} ist, daß für den Fall $X_{\text{obs}} < b$ keine negativen Wirkungsquerschnittsgrenzen auftreten.

Im Rahmen der $\tilde{t}_1\tilde{t}_1$ -Analyse möchte man jedoch die Ergebnisse der verschiedenen Schwerpunktsenergien zu einer allein von $m_{\tilde{t}_1}$ abhängigen Grenze zusammenfassen. So liegen z. B. im Bereich $m_{\tilde{t}_1} \leq 94$ GeV für jeden der drei Zerfallskanäle jeweils sieben einzelne Zählexperimente vor. Um der Sprechweise der angegebenen Literatur zu folgen, werden diese einzelnen Experimente als „Kanäle“ bezeichnet – nicht zu verwechseln mit den Zerfallskanälen e , μ und τ ! Wir möchten also N Kanäle (in unserem Beispiel $N = 7$ für die verschiedenen \sqrt{s} in einem der drei Zerfallskanäle und bei einer festen Stop-Masse $m_{\tilde{t}_1}$) kombinieren.

Die Testgröße X , die jetzt anstelle der Anzahl der Datenereignisse in (5.2) verwendet wird, ist

$$X(\{d_i\}) = \prod_{i=1}^N X_i^{d_i}(s_i, b_i) \quad \text{mit} \quad (5.5)$$

$$X_i^{d_i}(s_i, b_i) = \left(\frac{(s_i + b_i)^{d_i}}{d_i!} \cdot e^{-(s_i+b_i)} \right) \cdot \left(\frac{b_i^{d_i}}{d_i!} \cdot e^{-b_i} \right)^{-1}. \quad (5.6)$$

Hierbei sind d_i , b_i und s_i die Zahlen für Daten, Untergrund und Signalerwartung für Kanal i und $\{d_i\} = \{d_1, \dots, d_N\}$.

Der nächste Schritt besteht darin, CL_{s+b} und CL_b zu berechnen. Dies soll hier jedoch nur für CL_{s+b} erläutert werden, die Berechnung von CL_b verläuft analog dazu.

Die Wahrscheinlichkeit, einen Satz $\{n_i\}$ unter der Signal-Hypothese zu messen, ist durch das Produkt der N Wahrscheinlichkeiten, n_i Ereignisse in Kanal i zu beobachten, gegeben, d. h.

$$P(\{n_i\}) = \prod_{i=1}^N p_i^{n_i}(s_i, b_i) \quad \text{mit} \quad p_i^{n_i}(s_i, b_i) = \frac{(s_i + b_i)^{n_i}}{n_i!} \cdot e^{-(s_i+b_i)}. \quad (5.7)$$

CL_{s+b} ist die Summe aller $P(\{n_i\})$, für die gilt $X(\{n_i\}) \leq X_{\text{obs}}$:

$$CL_{s+b} = P(X \leq X_{\text{obs}}) = \sum_{X(\{n_i\}) \leq X(\{d_i\})} \prod_{i=1}^N p_i^{n_i}(s_i, b_i). \quad (5.8)$$

Nun sollen noch die Unsicherheiten von Effizienz (und damit auch der Signalerwartung) und Untergrund berücksichtigt werden, wobei man annimmt, daß Untergrund und Signal einer Normalverteilung $N(x; \mu, \sigma)$ mit den Mittelwerten $\mu = s_i$ bzw. b_i und den Breiten $\sigma = \sigma_{s_i}$ bzw. σ_{b_i} folgen. Negative Werte von s und b werden dabei abgeschnitten. Um die Auswirkungen der Unsicherheiten zu berücksichtigen, ersetzt man $p_i^{n_i}(s_i, b_i)$ und $X_i^{n_i}(s_i, b_i)$ in den

Gleichungen (5.6) und (5.7) durch die „gemittelten“ Versionen

$$p_i^{n_i}(s_i, b_i) \rightarrow N_{sb}^{-1} \int_0^\infty ds' \int_0^\infty db' N(s'; s_i, \sigma_{s_i}) N(b'; b_i, \sigma_{b_i}) p_i^{n_i}(s', b') \quad \text{und}$$

$$X_i^{n_i}(s_i, b_i) \rightarrow N_{sb}^{-1} \int_0^\infty ds' \int_0^\infty db' N(s'; s_i, \sigma_{s_i}) N(b'; b_i, \sigma_{b_i}) X_i^{n_i}(s', b')$$

mit dem Normierungsfaktor $N_{sb} = \int_0^\infty ds' \int_0^\infty db' N(s'; s_i, \sigma_{s_i}) N(b'; b_i, \sigma_{b_i})$.

Bearbeitet man die in ähnlicher Form wie in Tabelle 5.4 vorliegenden Ergebnisse der einzelnen Analysen mit dem nach der oben beschriebenen Methode rechnenden C++-Programm von M. Gary⁵, d. h. kombiniert man die Ergebnisse der verschiedenen \sqrt{s} an jedem Massenpunkt getrennt für die drei Zerfallskanäle $eeqq$, $\mu\mu qq$ und $\tau\tau qq$ (diese entsprechen ja gerade den Kopplungen λ'_{13k} , λ'_{23k} und λ'_{33k}) so erhält man die in Abb. 5.4 gezeigten drei $m_{\tilde{t}_1}$ -abhängigen Wirkungsquerschnittsgrenzen.

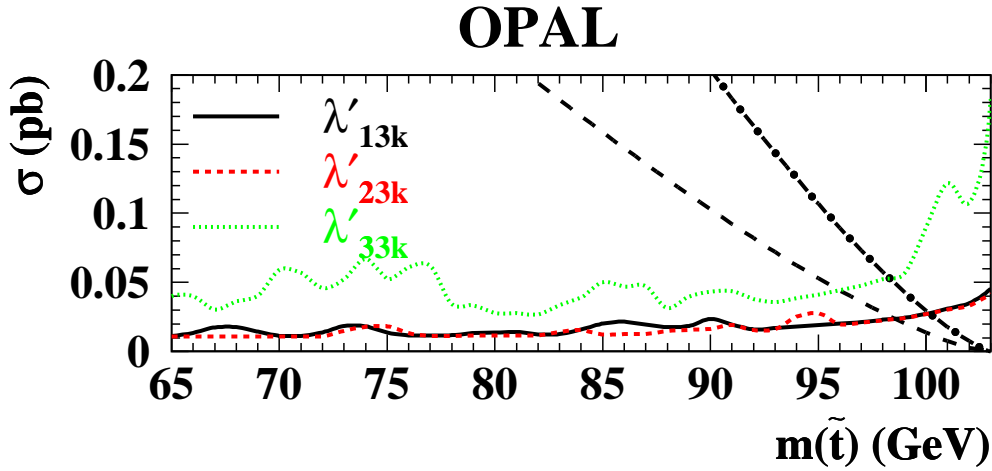


Abbildung 5.4: Obere Grenzen auf den Wirkungsquerschnitt $\sigma(e^+e^- \rightarrow \tilde{t}_1\tilde{t}_1^-)$ in Abhängigkeit von der Stop-Masse $m_{\tilde{t}_1}$ unter der Annahme, daß das Verzweigungsverhältnis des \tilde{t}_1 für den direkten Zerfall über die jeweils angegebene Kopplung λ'_{i3k} gleich eins ist. Die Strichlinie und die Strich-Punktlinie geben den theoretischen Wirkungsquerschnitt für die beiden extremalen Mischungswinkel $\theta_{\tilde{t}} = 0,98$ bzw. $\theta_{\tilde{t}} = 0$ an. Damit läßt sich eine untere Grenze von $m_{\tilde{t}_1} \geq 96$ GeV ablesen.

⁵Der Quelltext dieses Programmes ist unter <http://cern.ch/michelle> zu finden.

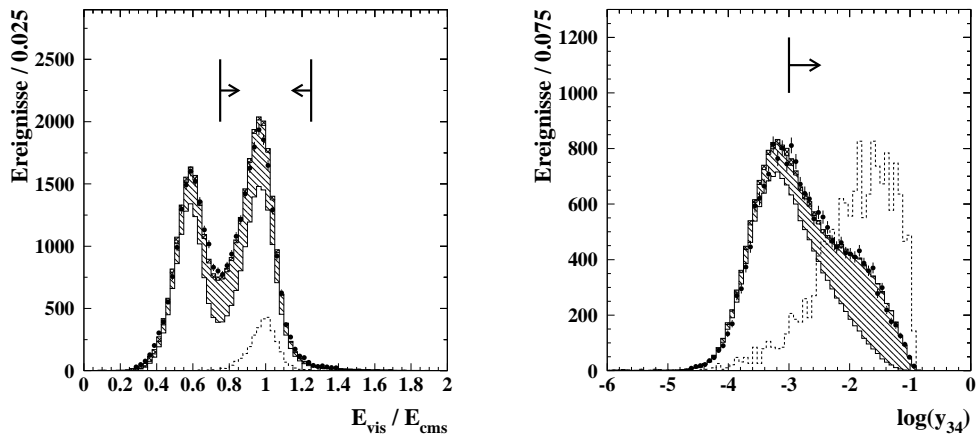


Abbildung 5.5: Verteilung der Variablen $E_{\text{vis}}/E_{\text{cms}}$ und $\log(y_{34})$ im e -Kanal jeweils vor den im Text beschriebenen Schnitten (1) bzw. (2). Datenereignisse sind als gefüllte Kreise mit Fehlerbalken dargestellt, der Untergrund aus Zwei-Fermion-Prozessen als offenes Histogramm, der Untergrund aus Vier-Fermion-Prozessen und aus Zwei-Photon-Prozessen einfach bzw. doppelt schraffiert, was hier aufgrund des geringen Anteils jedoch kaum zu erkennen ist. Es sind alle Daten bei $\sqrt{s} = 189$ bis 207 GeV dargestellt, der Untergrund ist die Summe aller bei den entsprechenden Energien simulierten und mit der jeweiligen Luminosität skalierten Ereignisse. Das Signal ist gestrichelt eingezeichnet. Es handelt sich um die Simulation für $m_{\tilde{\tau}_1} = 75$ GeV bei $\sqrt{s} = 207$ GeV in willkürlicher Normierung. Die senkrechten Linien geben die Lage der Schnitte an, wobei die Pfeile in das Gebiet zeigen, das vom jeweiligen Schnitt durchgelassen wird.

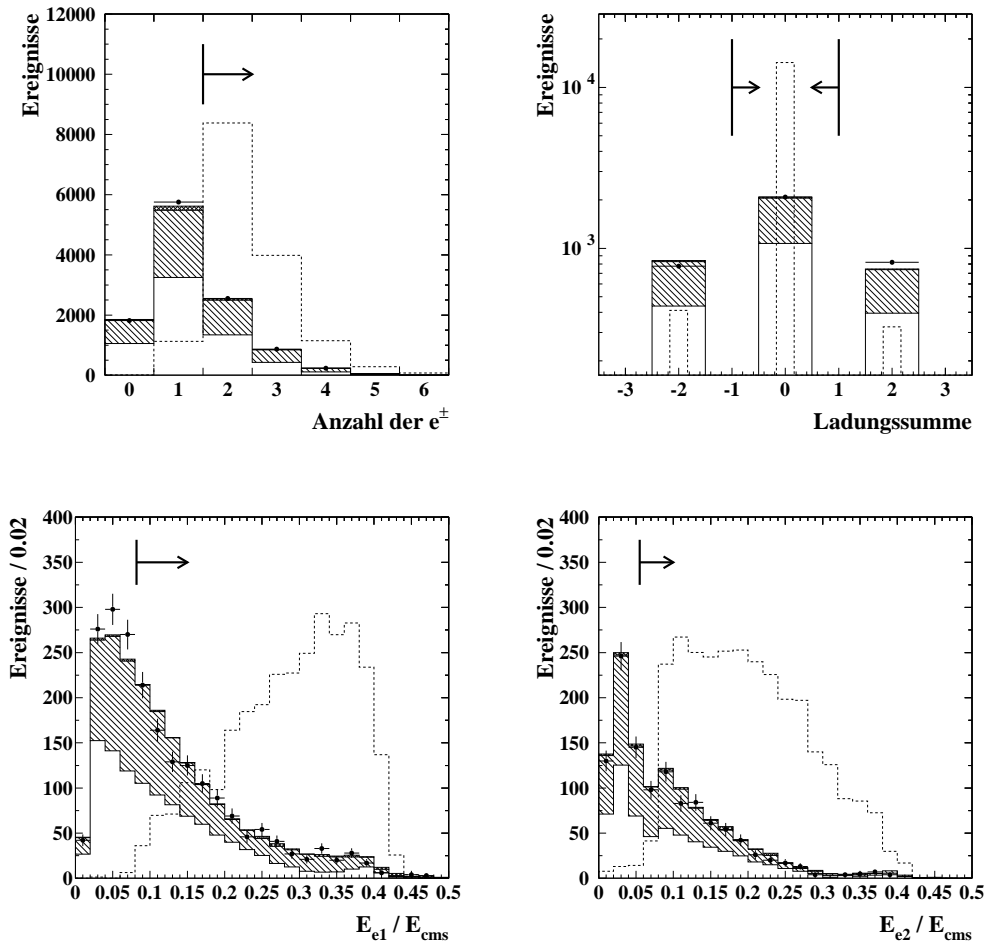


Abbildung 5.6: Die unter Schnitt (3) zusammengefaßte Selektion der Zwei-Lepton-Topologie im e -Kanal: Gefordert werden mindestens zwei Elektronen (Bild oben links) mit entgegengesetzter Ladung (d. h. die Summe der beiden Ladungen muß Null sein, Bild oben rechts). Die Schnitte auf die Energien der beiden energiereichsten Elektronen sind in der unteren Reihe gezeigt. Darstellung von Signal, Daten und Untergrund wie in Abb. 5.5.

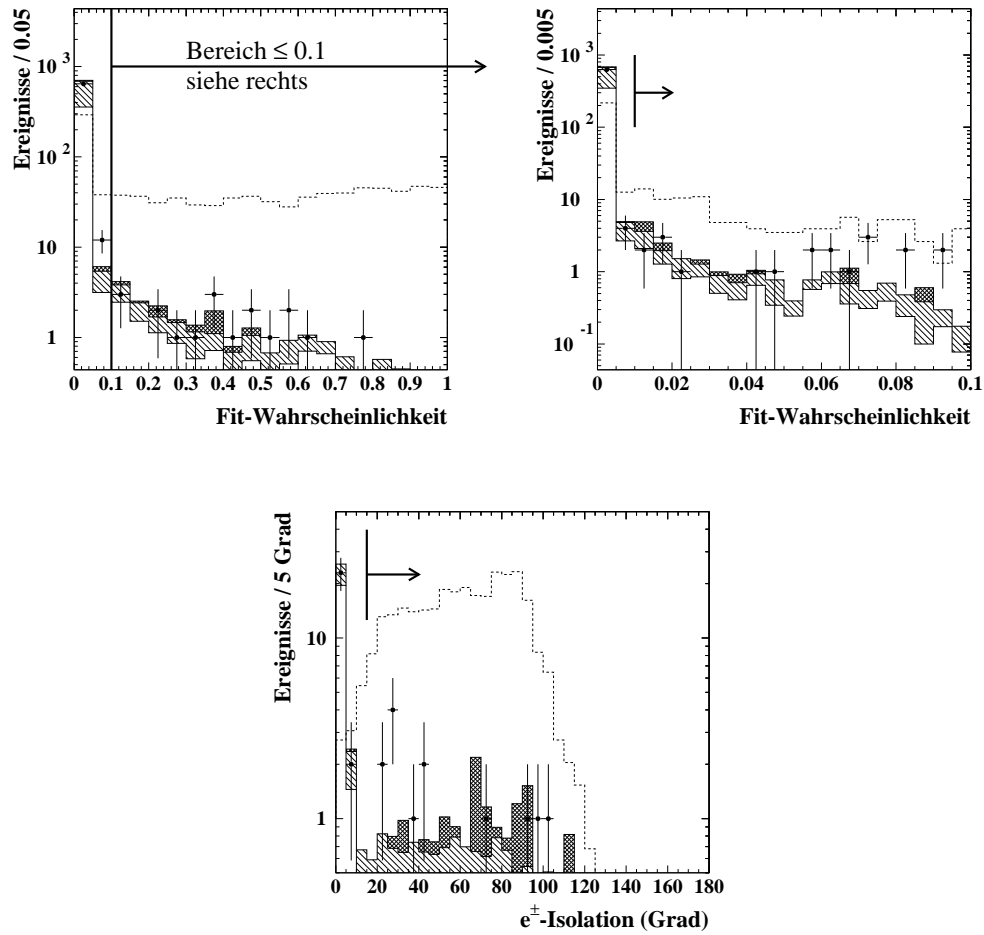
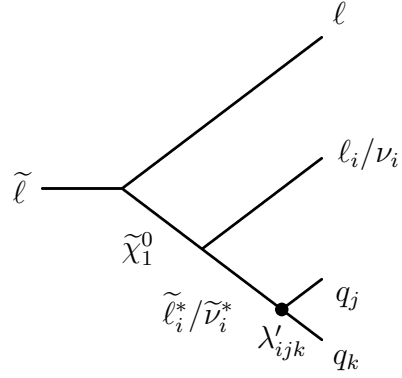


Abbildung 5.7: Die Abbildung oben links zeigt die Verteilung der Wahrscheinlichkeit P_{χ^2} des im Text beschriebenen kinematischen Fits nach Schnitt (3). Eine Ausschnittvergrößerung des Bereichs $P_{\chi^2} \leq 0,1$ zusammen mit Schnitt (4) ist oben rechts zu sehen. Die Forderung nach der Isolation des energiereichsten Elektrons ist im dritten Bild dargestellt. Man beachte die logarithmische Skala der drei Schaubilder. Die Darstellung von Signal, Daten und Untergrund erfolgt wiederum wie in Abb. 5.5.

5.2 Suche nach indirekten Slepton-Zerfällen

Wie in der nebenstehenden Abbildung gezeigt, führt der indirekte Zerfall eines Slepions $\tilde{\ell}$ über die Kopplung λ' zu Endzuständen mit vier Fermionen. Drei davon stammen aus dem R -paritätsverletzenden Zerfall des Neutralinos $\tilde{\chi}_1^0$, welches im R -paritätserhaltenden Zerfall des Slepions entsteht. Das Lepton ℓ aus dem Zerfall des Slepions hat dabei denselben Flavour wie dieses. Der Flavour des Leptons bzw. Neutrinos und der beiden Quarks aus dem $\tilde{\chi}_1^0$ -Zerfall hängt von den Indizes der λ' -Kopplung ab.



Im Falle der in diesem Abschnitt untersuchten indirekten Zerfälle paarweise erzeugter Slepionen werden also vier Jets und zwei bis vier geladene Leptonen im Endzustand erwartet.

Signal-Monte-Carlo

Bei zwei Schwerpunktsenergien, 183 und 205 GeV, wurden für jeweils drei verschiedene Slepton-Massen – 45, 70 und 90 GeV bei $\sqrt{s} = 183$ GeV sowie 45, 78 und 102 GeV bei $\sqrt{s} = 205$ GeV – Monte-Carlo-Ereignisse erzeugt. Es genügen hier drei Massenpunkte und zwei Schwerpunktsenergien, da sowohl die Massen (bis auf den Punkt bei 45 GeV) als auch die im nächsten Abschnitt beschriebenen Schnitte auf Teilchenenergien mit der Schwerpunktsenergie skaliert werden. Dies führt zu vergleichsweise gering variierenden Signaleffizienzen, so daß eine lineare Interpolation über große Bereiche von $m_{\tilde{\ell}}$ und \sqrt{s} erfolgen kann.

Die Differenz zwischen der Slepton-Masse $m_{\tilde{\ell}}$ und der Neutralino-Masse $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ wurde dabei zu $\Delta m = m_{\tilde{\ell}} - m_{\tilde{\chi}_1^0} = m_{\tilde{\ell}}/2$ gesetzt. Für die mittlere der drei Slepton-Massen wurden ebenfalls Ereignisse mit $\Delta m = 5$ GeV generiert. Für alle drei Slepton-Flavour ($\tilde{\ell} = \tilde{e}, \tilde{\mu}$ und $\tilde{\tau}$) wurden dabei jeweils 1000 Ereignisse für die in Tabelle 5.6 aufgelisteten sieben Zerfallskanäle erzeugt.

Da im Laufe früherer Analysen [60] bereits Untersuchungen zur Abhängigkeit der Signaleffizienz vom Quark-Flavour angestellt wurden – es ergaben sich Änderungen von weniger als 10 % –, wurden dabei ausschließlich Kopplungen der Form λ'_{i21} berücksichtigt, da für diese Wahl des zweiten und dritten Index' die Effizienz am geringsten wird und die somit gewonnenen Ausschlußgrenzen für alle Quark-Flavours gültig sind.

Kanal	Endzustand	Kopplung
ee $e\nu$	$\ell^+\ell^- eqq eqq$ $\ell^+\ell^- eqq \nu qq$	λ'_{1jk}
$\mu\mu$ $\mu\nu$	$\ell^+\ell^- \mu qq \mu qq$ $\ell^+\ell^- \mu qq \nu qq$	λ'_{2jk}
$\tau\tau$ $\tau\nu$	$\ell^+\ell^- \tau qq \tau qq$ $\ell^+\ell^- \tau qq \nu qq$	λ'_{3jk}
$\nu\nu$	$\ell^+\ell^- \nu qq \nu qq$	$\lambda'_{1jk}, \lambda'_{2jk}, \lambda'_{3jk}$

Tabelle 5.6: Die sieben in der Analyse unterschiedenen Zerfallskanäle und die λ'_{ijk} -Kopplungen, die zum jeweiligen Endzustand führen können. Der Flavour des Paares $\ell^+\ell^-$ ist derselbe wie der des Paares $\tilde{\ell}^+\tilde{\ell}^-$. Da der Neutrino-Flavour nicht nachgewiesen werden kann, genügt es, eine der Kopplungen – hier λ'_{1jk} – zu betrachten. Zur Festlegung des Indexpaares jk , für welches im Prinzip neun Möglichkeiten existieren, siehe die Erklärung im Text.

Ereignisselektion für $\tilde{e}^+\tilde{e}^-$ -Paare

Folgende Variablen werden im Rahmen der Ereignisselektion benutzt: die Strahlenergie E_{beam} , die gesamte im Detektor nachgewiesene Energie E_{vis} , der Durham-Parameter y_{45} , die Anzahl identifizierter Leptonen n_e , n_μ und n_τ , die Lepton-Energien E_{ℓ_i} , wobei ℓ_1 das Lepton mit der höchsten, ℓ_2 das mit der zweithöchsten usw. Energie ist, der Winkel θ_{miss} zwischen der Strahlachse und dem sogenannten fehlenden Impuls $\vec{p}_{\text{miss}} = -\sum_i \vec{p}_i$ (Summe über alle im Detektor nachgewiesenen Teilchen) sowie der Winkel α_{ℓ_i} zwischen der Spur eines Leptons ℓ_i und der ihr am nächsten liegenden Spur eines anderen geladenen Teilchens.

Die ersten der nun beschriebenen Schnitte berücksichtigen die allen Kanälen gemeinsame Topologie mit einer Vielzahl nachgewiesener Teilchen:

(V) Vorauswahl für alle Kanäle: $E_{\text{beam}} > 60 \text{ GeV}$ und $n_e + n_\mu \geq 1$.

(1) Schnitt auf die Gesamtenergie:

- a) $0,7 < E_{\text{vis}}/\sqrt{s} < 1,2$ im ee - und $\mu\mu$ -Kanal,
- b) $0,6 < E_{\text{vis}}/\sqrt{s} < 1,1$ im $\tau\tau$ -, $e\nu$ - und $\mu\nu$ -Kanal,
- c) $0,5 < E_{\text{vis}}/\sqrt{s} < 1,0$ im $\tau\nu$ -Kanal und
- d) $0,5 < E_{\text{vis}}/\sqrt{s} < 0,9$ im $\nu\nu$ -Kanal.

- (1') Im $\nu\nu$ -Kanal soll außerdem der Vektor des fehlenden Impulses nicht zu nahe an der Strahlachse liegen: $|\cos\theta_{\text{miss}}| < 0,95$.
- (2) In allen Kanälen wird $y_{45} > 0,002$ gefordert.

Als nächstes macht man sich die besondere Leptonensignatur zunutze, die in jedem Kanal ein e^+e^- -Paar aus dem Zerfall des $\tilde{e}^+\tilde{e}^-$ -Paares enthalten sollte:

- (3) a) $n_e \geq 3$, $E_{e_1}/\sqrt{s} \geq 0,082$ und $E_{e_2,e_3}/\sqrt{s} \geq 0,022$ im ee - und $e\nu$ -Kanal und
 b) $n_e \geq 2$ und $E_{e_1,e_2}/\sqrt{s} \geq 0,022$ in allen Kanälen, in denen keine weiteren Elektronen aus dem Neutralino-Zerfall erwartet werden.
- (4) a) $\cos\alpha_{e_1} < 0,99$ im ee -, $\tau\tau$ -, $e\nu$ -, $\tau\nu$ - und $\nu\nu$ -Kanal und zusätzlich $\cos\alpha_{e_2} < 0,99$ im $\nu\nu$ -Kanal,
 b) $n_\mu \geq 1$ bzw. $n_\mu \geq 2$ sowie $E_{\mu_1}/\sqrt{s} \geq 0,055$ bzw. $E_{\mu_1}/\sqrt{s} \geq 0,055$ und $E_{\mu_2}/\sqrt{s} \geq 0,022$ im $\mu\nu$ - bzw. $\mu\mu$ -Kanal.
- (5) a) $\cos\alpha_{\mu_1} < 0,99$ im $\mu\mu$ - und $\mu\nu$ -Kanal und zusätzlich $\cos\alpha_{\mu_2} < 0,99$ im $\mu\mu$ -Kanal,
 b) $n_\tau \geq 1$ und $E_{\tau_1}/\sqrt{s} \geq 0,044$ bzw. $0,025$ im $\tau\tau$ - bzw. $\tau\nu$ -Kanal.

Tabelle 5.7 zeigt die Wirkungsweise dieser Schnitte am Beispiel der Analyse bei $\sqrt{s} = 207$ GeV.

Ereignisselektion für $\tilde{\mu}^+\tilde{\mu}^-$ - und $\tilde{\tau}^+\tilde{\tau}^-$ -Paare

Die Auswahl der Ereignisse für die Suche nach indirekt zerfallenden $\tilde{\mu}^+\tilde{\mu}^-$ -Paaren erfolgt auf dieselbe Art und Weise wie die im letzten Abschnitt geschilderte $\tilde{e}^+\tilde{e}^-$ -Selektion, wobei alle Größen, die sich auf Elektronen beziehen, natürlich durch die entsprechenden Myon-Größen zu ersetzen sind.

Für die $\tilde{\tau}^+\tilde{\tau}^-$ -Analyse werden die Schnitte (1) und (2) auf die gesamte gemessene Energie E_{vis} und den Durham-Parameter y_{45} beibehalten, wobei jedoch der zulässige Bereich von E_{vis} niedriger gewählt wird, um dem Energieverlust durch die neutralen τ -Zerfallsprodukte Rechnung zu tragen. Im $\nu\nu$ -Kanal wird so z. B. $0,5 < E_{\text{vis}}/\sqrt{s} < 0,75$ gefordert. Schnitt (1'), d. h. die Forderung $|\cos\theta_{\text{miss}}| < 0,95$, wird in allen Kanälen außer ee und $\mu\mu$ angewendet. Außerdem muß der Betrag der Projektion des fehlenden Impulses auf die x - y -Ebene – dieser ist durch $(p_{\text{miss},x}^2 + p_{\text{miss},y}^2)^{1/2}$ gegeben – in den Kanälen $e\nu$ und $\mu\nu$ größer als 10 GeV und im $\tau\nu$ -Kanal größer als 20 GeV sein. In den Kanälen $\tau\nu$ und $\nu\nu$ wird zusätzlich $\log y_{56} > -3,2$ verlangt. Es folgen weitere Kriterien für die Anzahl, die Energien und die Isolation nachgewiesener Leptonen, die denen der anderen beiden Analysen entsprechen.

		Daten	Unterg.	2f	4f	2 γ	ϵ_1	ϵ_2	ϵ_3	ϵ_4
ee	(V)	7320	7148.98	4908.61	2020.74	219.62	98.8	99.9	99.2	98.8
	(1a)	4479	4422.29	2890.68	1427.64	103.98	95.7	98.7	97.7	97.3
	(2)	559	573.19	155.53	413.59	4.07	65.7	95.2	95.5	93.5
	(3a)	23	22.19	4.50	17.69	0.00	54.6	88.6	89.2	76.2
	(4a)	2	2.46	0.33	2.13	0.00	45.8	83.1	81.7	68.3
	$\mu\mu$	(V)	7320	7148.98	4908.61	2020.74	219.62	98.1	98.7	99.2
(1a)		4479	4422.29	2890.68	1427.64	103.98	94.2	96.8	97.6	95.4
(2)		559	573.19	155.53	413.59	4.07	61.0	92.2	94.9	90.6
(3b)		136	140.46	31.69	107.98	0.79	48.2	75.9	79.4	55.7
(4b)		0	2.77	0.54	2.23	0.00	30.6	57.8	63.9	48.4
(5a)		0	0.66	0.08	0.58	0.00	29.5	57.4	63.3	47.6
$\tau\tau$	(V)	7320	7148.98	4908.61	2020.74	219.62	96.6	99.2	98.8	98.4
	(1b)	5234	5126.41	3343.81	1657.40	125.21	91.6	96.6	97.2	96.1
	(2)	599	597.73	167.68	425.59	4.46	55.3	89.3	93.3	91.6
	(3b)	138	142.91	33.20	108.92	0.79	47.8	78.1	82.9	64.3
	(4a)	28	28.17	5.55	21.83	0.79	46.8	77.2	81.3	50.7
	(5b)	5	2.66	0.25	2.28	0.13	6.4	30.0	31.0	24.1
$e\nu$	(V)	7320	7148.98	4908.61	2020.74	219.62	98.2	99.2	99.0	99.6
	(1b)	5234	5126.41	3343.81	1657.40	125.21	94.3	97.4	97.6	98.4
	(2)	599	597.73	167.68	425.59	4.46	52.0	84.8	91.9	85.4
	(3a)	34	31.39	7.09	24.30	0.00	33.6	67.6	71.3	41.1
	(4a)	2	3.31	0.50	2.81	0.00	29.4	64.3	67.5	37.2
	$\mu\nu$	(V)	7320	7148.98	4908.61	2020.74	219.62	98.2	98.8	99.2
(1b)		5234	5126.41	3343.81	1657.40	125.21	94.2	96.4	97.7	95.2
(2)		599	597.73	167.68	425.59	4.46	54.0	84.2	92.2	82.1
(3b)		138	142.91	33.20	108.92	0.79	45.0	70.1	78.9	50.8
(4b)		10	11.33	2.17	9.16	0.00	28.2	49.3	59.7	45.6
(5a)		4	2.76	0.17	2.60	0.00	22.0	45.2	55.4	42.1
$\tau\nu$	(V)	7320	7148.98	4908.61	2020.74	219.62	96.7	97.9	99.3	98.0
	(1c)	5343	5271.59	3535.92	1591.85	143.82	86.8	93.4	95.4	95.5
	(2)	539	500.02	162.26	333.43	4.32	44.1	80.9	87.1	83.1
	(3b)	119	106.79	28.57	77.43	0.79	38.6	70.6	75.6	53.7
	(4a)	8	16.21	2.54	13.02	0.66	34.5	66.2	71.4	27.1
	(5b)	1	1.49	0.21	1.15	0.13	5.2	23.7	27.4	9.8
$\nu\nu$	(V)	7320	7148.98	4908.61	2020.74	219.62	95.2	98.7	98.4	97.6
	(1d)	3769	3663.38	2424.66	1124.67	114.04	73.4	85.5	90.1	93.0
	(1')	1646	1549.41	638.63	899.24	11.53	66.5	81.2	85.0	89.5
	(2)	190	152.09	29.79	121.26	1.05	24.6	61.6	67.6	60.2
	(3b)	43	30.00	5.96	23.77	0.26	22.3	52.0	59.3	34.5
	(4a)	2	1.41	0.04	1.10	0.26	17.6	44.8	50.9	13.8

Tabelle 5.7: Wirkung der Schnitte (1) bis (5) für die $\tilde{e}^+\tilde{e}^-$ -Ereignisselektion bei $\sqrt{s} = 207$ GeV in den sieben Kanälen ee bis $\nu\nu$. ϵ_1 bis ϵ_3 sind die Effizienzen in % für die drei Massenpunkte $m_{\tilde{e}} = 45, 78$ und 102 GeV für $\Delta m = m_{\tilde{e}}/2$, die Effizienz für $m_{\tilde{e}} = 78$ GeV und $\Delta m = 5$ GeV ist mit ϵ_4 bezeichnet.

Ergebnisse

Die Ergebnisse der Suche nach indirekten λ' -Zerfällen paarweise erzeugter Sleptonen sind in Tabelle 5.8 zusammengefaßt. Abb. 5.10 zeigt eines der zwei Kandidatenereignisse im Kanal $\tilde{e}^+\tilde{e}^- \rightarrow e^+e^- \mu q q \mu q q$. Die Unsicherheiten von Effizienz und Untergrund wurden auf die in Abschnitt 5.1.3 auf Seite 76 bereits für die $\tilde{t}_1\tilde{t}_1$ -Analyse beschriebene Art und Weise bestimmt und sind von derselben Größenordnung. Wiederum ist in keinem der untersuchten Kanäle ein signifikanter Überschuß zu beobachten. Die mit etwa $1,8\sigma$ größte Abweichung liegt für den Endzustand mit zwei Taus und zwei Neutrinos vor.

Um später Wirkungsquerschnittsgrenzen angeben zu können, die nicht von $\Delta m = m_{\tilde{\ell}} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$ abhängen, wird bei der Bestimmung der Effizienzen folgendermaßen verfahren: In jedem Zerfallskanal werden insgesamt vier Effizienzen direkt bestimmt (vgl. Tabelle 5.7). Dies sind ϵ_1, ϵ_2 und ϵ_3 für die drei verschiedenen Slepton-Massen m_1, m_2 und m_3 (also z. B. 45, 78 und 102 GeV bei $\sqrt{s} = 205$ GeV) und eine Massendifferenz von $\Delta m = m_{\tilde{\ell}}/2$ sowie ϵ_4 für den mittleren Massenpunkt m_2 und eine Differenz von $\Delta m = 5$ GeV. Falls nun $\epsilon_4 < \epsilon_2$, so werden neue Effizienzen $\epsilon'_i = \epsilon_i \cdot (\epsilon_4/\epsilon_2)$ für die drei Massenpunkte m_i ($i = 1, 2, 3$) bestimmt. Diese ϵ'_i sind eine untere Schranke auf die Effizienz für den gesamten betrachteten Bereich von Δm , weil die Signaleffizienz i. a. für $\Delta m \rightarrow 0$ kleiner wird, da z. B. der Impuls des Leptons ℓ aus dem Zerfall $\tilde{\ell} \rightarrow \ell\tilde{\chi}_1^0$ abnimmt und somit die Leptonidentifikation weniger zuverlässig wird.

Die so skalierten Werte ϵ_i werden für Massen zwischen den m_i linear interpoliert und für die Bestimmung $m_{\tilde{\ell}}$ -abhängiger Wirkungsquerschnittsgrenzen weiterverwendet. Die Grenzen der in Tabelle 5.8 angegebenen Effizienzbereiche sind jeweils durch Minimum und Maximum über alle $\epsilon'_{1,2,3}$ bei allen Schwerpunktsenergien im jeweils untersuchten Zerfallskanal gegeben. Zwischen den Werten $\sqrt{s} = 183$ und 205 GeV, bei denen Signal-Monte-Carlo-Simulationen erzeugt wurden, wird linear interpoliert.

Wirkungsquerschnittsgrenzen

Wie auch schon im Rahmen der Stop-Analyse geschehen, werden nun Grenzen auf die Wirkungsquerschnitte der $\tilde{e}^+\tilde{e}^-$, $\tilde{\mu}^+\tilde{\mu}^-$ und $\tilde{\tau}^+\tilde{\tau}^-$ -Paarerzeugung berechnet. Diese sollen für einen fest gewählten ersten Index i der Kopplung λ'_{ijk} gelten. Nun kann das im Prozeß $\tilde{\ell} \rightarrow \ell\tilde{\chi}_1^0$ entstandene Neutralino aber für ein und dieselbe Wahl von i, j und k auf verschiedene Arten zerfallen:

- a) In ein geladenes Lepton und zwei Quarks $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \ell_i^- u_j \bar{d}_k$ ($\ell_i^+ \bar{u}_j d_k$) oder
- b) in ein (Anti-)Neutrino und zwei Quarks $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \nu_i d_j \bar{d}_k$ ($\bar{\nu}_i \bar{d}_j d_k$).

Endzustand	$\sqrt{s} = 189 - 209 \text{ GeV}$			$\sqrt{s} > 206 \text{ GeV}$	
	Eff. (%)	Dat.	Untergrund	Dat.	Untergrund
$\tilde{e}^+ \tilde{e}^- \rightarrow$					
$2e + 4q + ee$	38.6 – 69.0	13	$13.3 \pm 0.6 \pm 1.2$	2	$2.5 \pm 0.3 \pm 0.3$
$2e + 4q + \mu\mu$	25.0 – 53.0	2	$2.6 \pm 0.3 \pm 0.4$	0	$0.7 \pm 0.1 \pm 0.1$
$2e + 4q + \tau\tau$	5.6 – 25.4	14	$12.7 \pm 0.6 \pm 1.6$	5	$2.7 \pm 0.3 \pm 0.2$
$2e + 4q + e\nu$	17.4 – 39.7	16	$17.6 \pm 0.7 \pm 1.5$	2	$3.3 \pm 0.3 \pm 0.3$
$2e + 4q + \mu\nu$	20.9 – 52.2	16	$12.3 \pm 0.6 \pm 1.4$	4	$2.8 \pm 0.3 \pm 0.4$
$2e + 4q + \tau\nu$	2.3 – 11.6	7	$7.3 \pm 0.5 \pm 0.9$	1	$1.5 \pm 0.2 \pm 0.2$
$2e + 4q + \nu\nu$	6.0 – 17.0	6	$5.8 \pm 0.4 \pm 0.4$	2	$1.4 \pm 0.3 \pm 0.1$
$\tilde{\mu}^+ \tilde{\mu}^- \rightarrow$					
$2\mu + 4q + ee$	34.1 – 54.0	2	$1.6 \pm 0.2 \pm 0.2$	0	$0.2 \pm 0.1 \pm 0.0$
$2\mu + 4q + \mu\mu$	52.0 – 78.8	4	$2.9 \pm 0.3 \pm 0.6$	2	$0.7 \pm 0.1 \pm 0.2$
$2\mu + 4q + \tau\tau$	8.8 – 31.9	2	$3.6 \pm 0.3 \pm 0.5$	0	$0.7 \pm 0.1 \pm 0.1$
$2\mu + 4q + e\nu$	25.3 – 52.1	5	$4.4 \pm 0.3 \pm 0.8$	0	$1.0 \pm 0.2 \pm 0.3$
$2\mu + 4q + \mu\nu$	29.8 – 51.2	4	$3.6 \pm 0.3 \pm 0.6$	2	$0.9 \pm 0.2 \pm 0.2$
$2\mu + 4q + \tau\nu$	5.8 – 21.5	2	$2.3 \pm 0.2 \pm 0.3$	0	$0.4 \pm 0.1 \pm 0.0$
$2\mu + 4q + \nu\nu$	14.7 – 34.9	6	$3.8 \pm 0.3 \pm 0.4$	0	$0.8 \pm 0.1 \pm 0.0$
$\tilde{\tau}^+ \tilde{\tau}^- \rightarrow$					
$2\tau + 4q + ee$	18.8 – 51.5	9	$9.4 \pm 0.5 \pm 0.6$	1	$1.9 \pm 0.3 \pm 0.1$
$2\tau + 4q + \mu\mu$	19.3 – 55.5	7	$8.8 \pm 0.4 \pm 1.4$	0	$2.2 \pm 0.2 \pm 0.5$
$2\tau + 4q + \tau\tau$	6.7 – 21.7	53	$46.0 \pm 1.1 \pm 3.9$	6	$9.3 \pm 0.6 \pm 0.6$
$2\tau + 4q + e\nu$	4.2 – 16.3	15	$12.1 \pm 0.6 \pm 1.1$	1	$2.1 \pm 0.3 \pm 0.2$
$2\tau + 4q + \mu\nu$	3.8 – 13.5	12	$12.8 \pm 0.5 \pm 1.4$	1	$2.8 \pm 0.3 \pm 0.4$
$2\tau + 4q + \tau\nu$	7.7 – 21.1	26	$24.9 \pm 0.8 \pm 2.3$	6	$5.1 \pm 0.4 \pm 0.5$
$2\tau + 4q + \nu\nu$	2.9 – 8.0	83	$66.3 \pm 1.2 \pm 1.9$	16	$13.6 \pm 0.6 \pm 0.2$

Tabelle 5.8: Ergebnisse der Suche nach indirekten Zerfällen von $\tilde{\ell}^+ \tilde{\ell}^-$ -Paaren. Weitere Erläuterungen – insbesondere zur Bestimmung der Effizienzen – finden sich im Abschnitt „Ergebnisse“. Der Untergrund besteht zu über 70 % aus Vier-Fermion-Prozessen. Die erste angegebene Unsicherheit des Untergrundes ist die statistische, die zweite die systematische.

Beim Zerfall von zwei Sleptonen können also Endzustände mit keinem, einem oder zwei geladenen Leptonen aus dem Neutralino-Zerfall auftreten. Das Verzweungsverhältnis für a) und b) hängt dabei zum einen von der Masse des als virtuelles Austauscheteilchen auftretenden Slepions bzw. Sneutrinos ab (siehe Abb. auf Seite 88), zum anderen aber auch vom Feldgehalt des $\tilde{\chi}_1^0$ (d. h. wie zino- bzw. higgsinoartig das $\tilde{\chi}_1^0$ ist). Um Wirkungsquerschnittsgrenzen zu erhalten, die nicht von einer bestimmten Wahl der MSSM-Parameter abhängen, wird daher folgendes Verfahren angewandt: Das Verzweungsverhältnis $b = BR(\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \ell q q)$ wird in Schritten von 0,1 zwischen 0 und 1 variiert. Für jede Wahl von b werden die beitragenden Kanäle $\ell\ell$, $\ell\nu$ und $\nu\nu$ nach Skalierung der Luminositäten mit b^2 , $2b(1-b)$ und $(1-b)^2$ gemäß der in Abschnitt 5.1.5 beschriebenen Methode kombiniert. Man erhält also elf verschiedene von $m_{\tilde{\ell}}$ abhängende obere Grenzen (vgl. Abb. 5.8). Anschließend wird bei jedem $m_{\tilde{\ell}}$ die schlechteste (d. h. das Maximum) dieser elf Grenzen bestimmt. Abb. 5.9 zeigt die damit gewonnenen Wirkungsquerschnittsgrenzen. Die in dieser Arbeit für die Daten bei $\sqrt{s} = 189$ bis 209 GeV erzielten Ergebnisse wurden dabei mit denen der in [60] bereits publizierten Analyse des Datensatzes des Jahres 1997 mit $\sqrt{s} = 183$ GeV und einer integrierten Luminosität von 56 pb^{-1} kombiniert. Da der Wirkungsquerschnitt für die Paarzeugung rechtshändiger Slepionen immer unter dem für linkshändige liegt, werden diese Grenzen als solche für die $\tilde{\ell}_R^+ \tilde{\ell}_R^-$ -Erzeugung interpretiert.

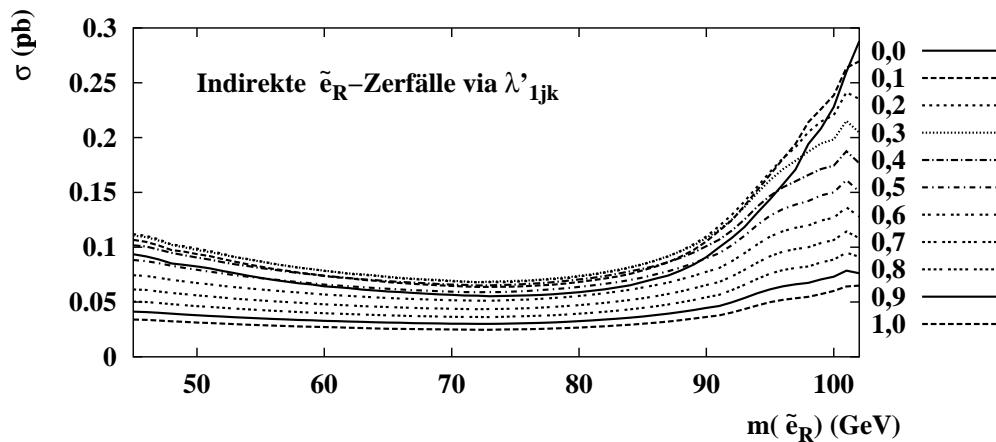


Abbildung 5.8: Die elf verschiedenen oberen Grenzen auf $\sigma(e^+e^- \rightarrow \tilde{e}^+\tilde{e}^-)$ unter der Annahme, daß die Selektrenen ausschließlich indirekt über λ'_{1jk} zerfallen. Die Legende gibt das Verzweungsverhältnis $b = BR(\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow eqq)$ an, für das die jeweilige Grenze bestimmt wurde. Wegen der niedrigen Effizienz im $\nu\nu$ -Kanal (vgl. Tab. 5.8) ist das Maximum durch die Grenzen für $b \leq 0,3$ gegeben.

OPAL

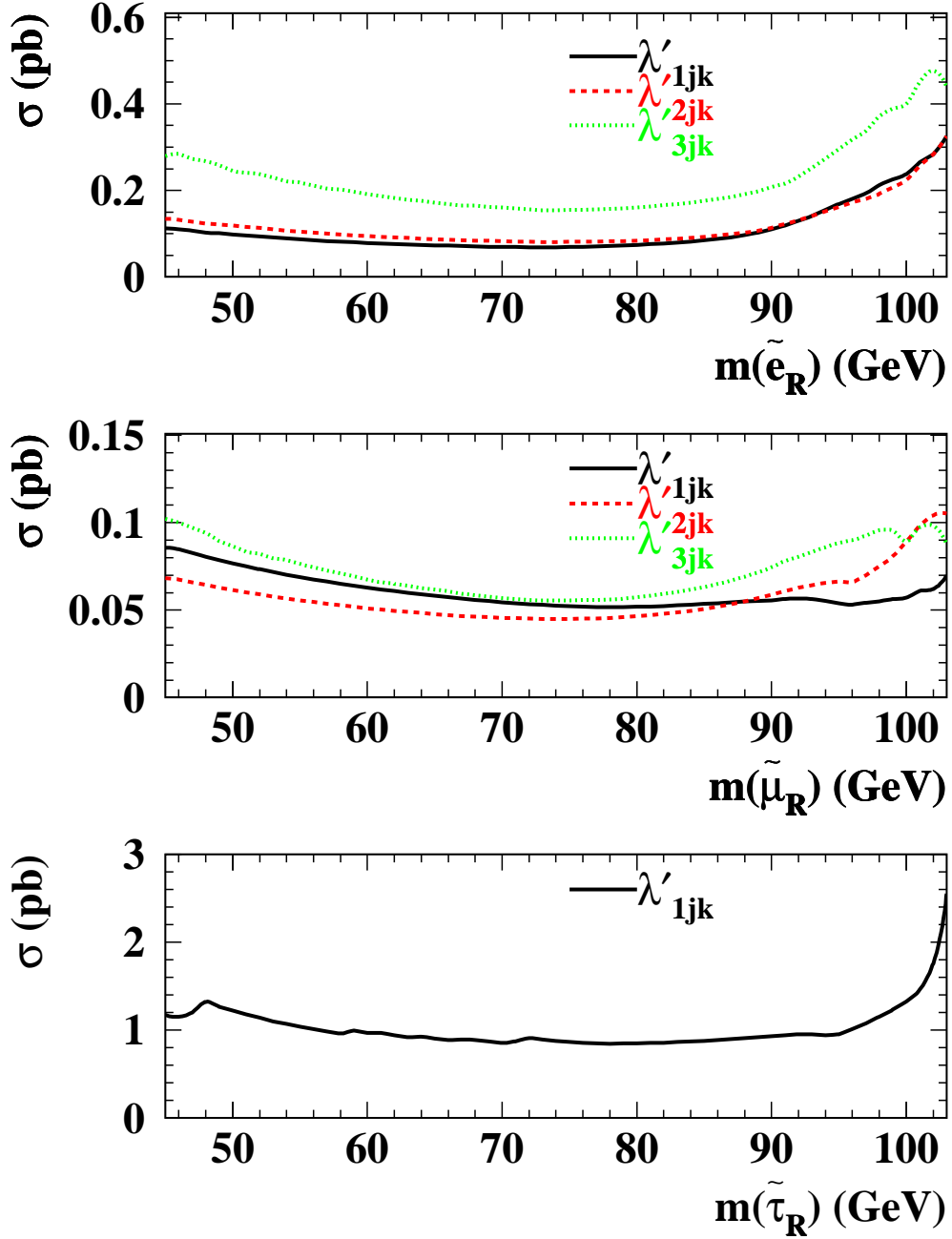


Abbildung 5.9: Obere Grenzen auf $\sigma(e^+e^- \rightarrow \tilde{\ell}_R^+\tilde{\ell}_R^-)$ unter der Annahme, daß ausschließlich indirekte Zerfälle über die jeweils angegebene Kopplung auftreten. Bei der $\tilde{\tau}^+\tilde{\tau}^-$ -Analyse liefern λ'_{2jk} und λ'_{3jk} identische Grenzen wie die für λ'_{1jk} eingezeichnete.

```

Run:event 11388: 25676 Date 990630 Time 001846 Ctrk(N= 60 Sump=165.1) Ecal(N= 61 SumE=122.9) Hcal(N=29 SumE= 28.3)
Ebeam 97.80 Evis 268.7 Emiss -73.1 Vtx ( -0.02, 0.07, 1.47) Muon(N= 2) Sec Vtx(N= 4) Fdet(N= 0 SumE= 0.0)
Bz=4.028 Bunchlet 1/1 Thrust=0.7984 Aplan=0.0152 Oblat=0.3918 Spher=0.1810

```

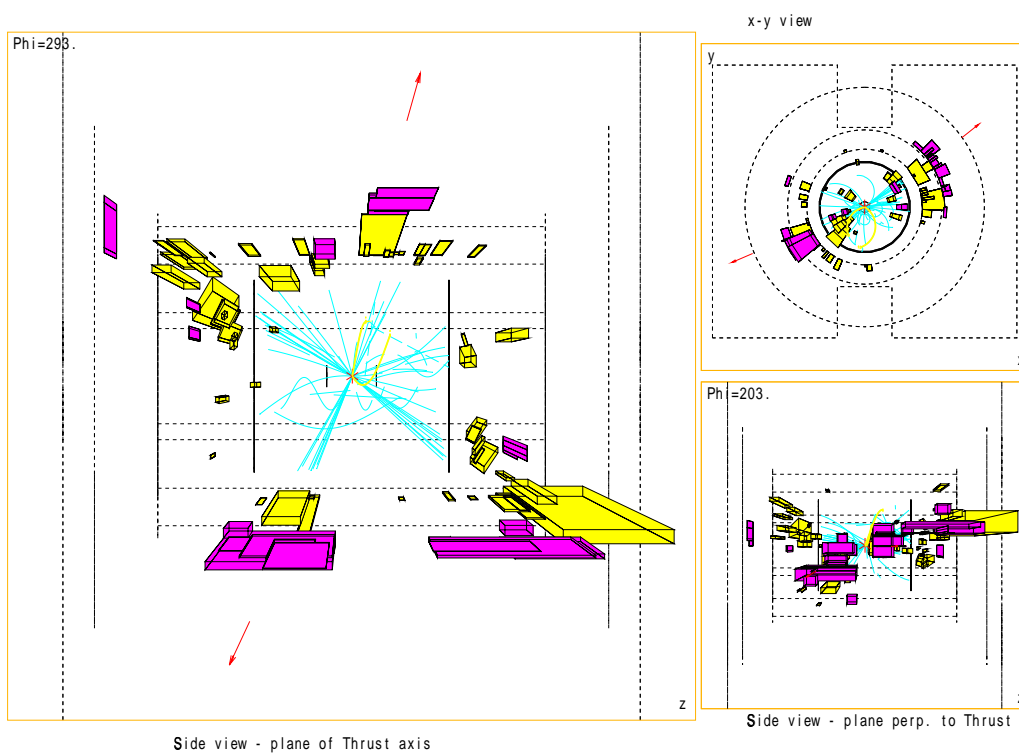


Abbildung 5.10: Ein Datenereignis bei $\sqrt{s} = 196$ GeV, welches im Kanal $\tilde{e}^+\tilde{e}^- \rightarrow e^+e^- \mu q q \mu q q$ ausgewählt wurde. Die gelben Linien zeigen zwei identifizierte Elektronen, weitere Erläuterungen siehe Abb. 5.3.

5.3 Suche nach Gauginos

Auch beim Zerfall paarweise erzeugter Gauginos können Endzustände mit Jets und Leptonen entstehen. Die hier untersuchten Fälle schließen direkte Zerfälle von Charginos und Neutralinos über die Kopplung λ' und indirekte Chargino-Zerfälle über λ und λ' ein. Im Gegensatz zu den in den letzten beiden Abschnitten untersuchten Slepton- und Top-Squark-Zerfällen treten bei fester Wahl der Kopplung hierbei auch Endzustände auf, die ausschließlich aus Leptonen bzw. hadronischen Jets (zum Teil mit fehlendem Impuls) bestehen. Solche Endzustände wurden hier nicht untersucht, bei der Bestimmung von Wirkungsquerschnittsgrenzen werden daher die Ergebnisse anderer Analysen [63] mitverwendet, deren Methoden zum Teil bereits in einer früheren Veröffentlichung [64] beschrieben wurden.

5.3.1 Direkte Gaugino-Zerfälle

Die möglichen Endzustände der direkten Zerfälle von Neutralinos und Charginos über die Kopplung λ'_{ijk} wurden bereits in Abschnitt 2.3.3 (S. 45ff.) in den Tabellen 2.2 und 2.3 zusammengestellt und erläutert. In Tabelle 5.9 sind sie nochmals zusammengefaßt.

Kanal	Endzustand	Kopplung
ee $e\nu$	$eqq\ eqq$ $eqq\ \nu qq$	λ'_{1jk}
$\mu\mu$ $\mu\nu$	$\mu qq\ \mu qq$ $\mu qq\ \nu qq$	λ'_{2jk}
$\tau\tau$ $\tau\nu$	$\tau qq\ \tau qq$ $\tau qq\ \nu qq$	λ'_{3jk}
$\nu\nu$	$\nu qq\ \nu qq$	$\lambda'_{1jk}, \lambda'_{2jk}, \lambda'_{3jk}$

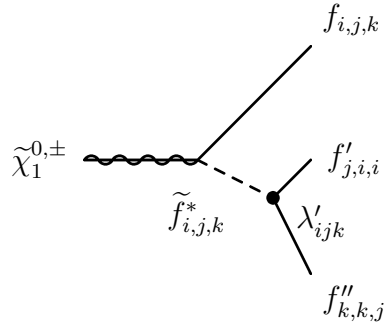


Tabelle 5.9: Endzustände der direkten Gaugino-Zerfälle. Wie im rechts gezeigten Diagramm zu sehen ist, zerfällt jedes Gaugino über den $LQ\bar{D}$ -Operator in zwei Quarks und ein geladenes Lepton oder ein Neutrino – bei festgelegten Kopplungsindizes hängt das Verzweungsverhältnis für diese beiden Möglichkeiten vom Gaugino-Feldgehalt und der Masse des ausgetauschten Sfermions ab. Wie zuvor werden die einzelnen Endzustände wieder als ee - bis $\nu\nu$ -Kanal bezeichnet.

Signal-Monte-Carlo

Wie im Falle der indirekten Slepton-Zerfälle werden auch bei den Gaugino-Analysen Schnitte auf Teilchenenergien mit der Schwerpunktsenergie skaliert. Daher genügt es auch hier, lediglich zwei Werte von $\sqrt{s} = 183$ und 207 GeV – und drei Massenpunkte – 45 , 70 und 90 GeV bei $\sqrt{s} = 183$ GeV und 45 , 78 und 103 GeV bei $\sqrt{s} = 207$ GeV – zu untersuchen. Da für das Neutralino $\tilde{\chi}_1^0$ keine direkte LEP1-Massengrenze existiert, wurden hier zusätzlich Monte-Carlo-Ereignisse bei $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 30$ GeV erzeugt.

Die richtigen Werte der Gaugino-Massen wurden dabei durch geeignete Festlegung der CMSSM-Parameter $\tan\beta$, μ und M_2 eingestellt. Um später im Rahmen der Interpretation den direkten mit dem indirekten Zerfallskanal vergleichen zu können, wurden diese Parameter für die Erzeugung der Chargino-Ereignisse bereits hier so gewählt, daß die Bedingung $m_{\tilde{\chi}_1^0} = \frac{1}{2}m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ erfüllt ist. Der Sfermion-Massenparameter m_0 wurde auf 500 GeV gesetzt.

Wie bereits mehrfach angesprochen, beeinflußt auch die Masse $m_{\tilde{f}}$ des virtuell ausgetauschten Sfermions den Zerfallsprozeß. Insbesondere wird das Energiespektrum des im Diagramm in Tabelle 5.9 mit f bezeichneten Fermions mit abnehmendem $m_{\tilde{f}}$ weicher [65]. Um wiederum einen möglichst großen Bereich des Parameterraumes zu untersuchen, wurden bei $m_{\tilde{\chi}} = 70$ bzw. 78 GeV weitere Ereignisse mit „minimalem“ m_0 generiert, d. h. es wurde der kleinste Wert von m_0 verwendet, bei dem $m_{\tilde{f}} > m_{\tilde{\chi}}$ erfüllt ist.

Wiederum wurden bei jeder der oben beschriebenen Kombinationen aus \sqrt{s} , $m_{\tilde{\chi}}$ und m_0 für jeden der sieben Zerfallskanäle laut Tabelle 5.9 jeweils 1000 Ereignisse erzeugt, wobei auch hier aus denselben Gründen wie im Falle der indirekten Slepton-Zerfälle lediglich die Kombination $j = 2$ und $k = 1$ für den zweiten und dritten Index der Kopplung λ'_{ijk} gewählt wurde.

Ereignisselektion

Die Ereignisselektion unterscheidet nicht zwischen den direkten Zerfällen über die Kopplung λ' von Charginos und Neutralinos, da diese zu den gleichen Endzuständen führen. Für alle sechs untersuchten Zerfallskanäle (der $\nu\nu$ -Kanal liefert Endzustände mit vier Jets und fehlendem Impuls und wird daher hier nicht analysiert) wird dieselbe Vorauswahl (V) getroffen: $E_{\text{beam}} > 60$ GeV. Danach werden folgende Schnitte angewandt:

- (1) a) $0,75 < E_{\text{vis}}/\sqrt{s} < 1,2$ im ee - und $\mu\mu$ -Kanal,
- b) $0,6 < E_{\text{vis}}/\sqrt{s} < 1,1$ im $\tau\tau$ -Kanal,
- c) $0,7 < E_{\text{vis}}/\sqrt{s} < 1,0$ im $e\nu$ - und $\mu\nu$ -Kanal und
- d) $0,6 < E_{\text{vis}}/\sqrt{s} < 0,95$ im $\tau\nu$ -Kanal.

In den Kanälen, in denen zwei geladene Leptonen erwartet werden (ee , $\mu\mu$ und $\tau\tau$), schließt sich folgende Selektion an:

- (2) In allen drei Kanälen wird $y_{45} > 0,002$ gefordert.
- (3) Es sollen mindestens zwei geladenen Leptonen (d. h. dem jeweiligen Kanal entsprechend zwei Elektronen, Myonen bzw. Taus) identifiziert worden sein, für deren Energien $E_{\ell_1}/\sqrt{s} \geq 0,055$ und $E_{\ell_2}/\sqrt{s} \geq 0,027$ gelten soll.
- (4) Im ee - und im $\mu\mu$ -Kanal wird eine Isolation der beiden energiereichsten Leptonen von $\cos \alpha_{\ell_1} < 0,98$ und $\cos \alpha_{\ell_2} < 0,99$ gefordert. α_{ℓ_i} ist dabei der Winkel zwischen der Leptonspur und der ihr am nächsten liegenden Spur eines geladenen Teilchens.

Die Auswahl für die Kanäle $e\nu$, $\mu\nu$ und $\tau\nu$ berücksichtigt dagegen insbesondere den durch das Neutrino nicht nachgewiesenen Impuls:

- (2') Der fehlende Impuls muß $|\cos \theta_{\text{miss}}| < 0,95$ und $(p_{\text{miss},x}^2 + p_{\text{miss},y}^2)^{1/2} > 5 \text{ GeV}$ erfüllen. θ_{miss} ist dabei der Winkel zwischen \vec{p}_{miss} und der Strahlachse.

Die nächsten drei Schnitte tragen der besonderen Ereignistopologie mit vier Jets, einem Lepton und einem Neutrino Rechnung.

- (3') Zur festen Wahl des Durham-Parameters $y_{\text{cut}} = 0,005$ sollen mindestens vier Jets rekonstruiert werden können. Um die hohe Multiplizität der Signalereignisse zu berücksichtigen, soll zusätzlich $y_{45} > 0,001$ gelten.
- (4') Die zu $y_{\text{cut}} = 0,005$ rekonstruierten Jets j_i werden absteigend nach ihrer Energie geordnet. Es wird nun $E_{j_4}/\sqrt{s} > 0,082$ gefordert. Außerdem muß der Akoplanaritätswinkel⁶ ϕ_{ako} größer als 3° sein. Im $\tau\tau$ -Kanal wird zusätzlich verlangt, daß die drei energiereichsten Jets aus jeweils mindestens vier Teilchen bestehen sollen.
- (5') Um den Untergrund durch W^+W^- -Ereignisse zu verringern, werden wiederum kinematische Fits angewendet. In allen drei Kanälen wird ein 5C-Fit (vgl. Abschnitt 5.1.2) durchgeführt. Das Ereignis wird dabei als Vier-Jet-Ereignis rekonstruiert und die invarianten Massen der beiden Jet-Jet-Systeme werden unter den Nebenbedingungen Energie- und

⁶Jedes Ereignis wird durch die Ebene senkrecht zur Thrust-Achse (siehe Fußnote zu Abb. 5.3) in zwei Hälften geteilt. Anschließend werden die Gesamtimpulse der beiden Hälften berechnet. Die Differenz zwischen 180° und dem Winkel zwischen den Projektionen der beiden Impulsvektoren auf die x - y -Ebene nennt man den Akoplanaritätswinkel ϕ_{ako} .

Impulserhaltung sowie Gleichheit dieser beiden Massen rekonstruiert. Ereignisse werden aussortiert, falls die Fit-Wahrscheinlichkeit größer als 0,01 ist oder falls die rekonstruierte Masse zwischen 70 und 90 GeV liegt. In den Kanälen $e\nu$ und $\mu\nu$ wird zudem ein 4C-Fit (d. h. die Nebenbedingung gleicher invarianter Massen wird nicht angewendet) durchgeführt. Hierbei werden die invarianten Massen des Lepton-Neutrino-System (der fehlende Impuls wird als der des Neutrinos interpretiert) und die des als Zwei-Jet-Ereignis rekonstruierten Restsystems bestimmt. Auch hier wird das Ereignis als „ W^+W^- -artig“ verworfen, falls die Fit-Wahrscheinlichkeit 0,01 übersteigt oder beide Massen zwischen 70 und 90 GeV liegen.

- (6') a) Im $e\nu$ - und $\mu\nu$ -Kanal wird die Identifizierung mindestens eines Elektrons bzw. Myons mit einer Isolation von $\cos \alpha_{e,\mu} < 0,98$ und einer Energie von $0,081 < E_{e,\mu}/\sqrt{s} < 0,246$ gefordert.
- b) Im $\tau\nu$ -Kanal werden Ereignisse selektiert, die mindestens eines der folgenden Kriterien erfüllen:
- Identifikation mindestens eines Taus mit $\cos \alpha_\tau < 0,98$ und $0,081 < E_\tau/\sqrt{s} < 0,246$ oder
 - Identifikation mindestens eines Elektrons oder Myons, welches aus dem τ -Zerfall stammen kann, mit $\cos \alpha_{e,\mu} < 0,98$ und $0,055 < E_{e,\mu}/\sqrt{s} < 0,191$ sowie Nichterfüllen des in (5') beschriebenen W^+W^- -Kriteriums nach dem 4C-Fit.

Die Wirkungsweise dieser Schnitte ist am Beispiel der direkten Neutralino-Zerfälle in Tabelle 5.10 zusammengefaßt.

Ergebnisse und Wirkungsquerschnittsgrenzen

Die Unsicherheiten wurden ebenso wie bei der Analyse der direkten $\tilde{t}_1\tilde{t}_1$ -Zerfälle bestimmt. Auch hier werden auf analoge Weise wie im Falle der indirekten Slepton-Zerfälle (vgl. S. 92) die Effizienzen für die drei (vier) verschiedenen Massenpunkte der Charginos (Neutralinos) entsprechend skaliert, falls die Effizienz für den Punkt mit minimalem m_0 geringer sein sollte. Dies geschieht, um Wirkungsquerschnittsgrenzen bestimmen können, die über einen möglichst großen Parameterbereich gültig sind.

Tabelle 5.11 zeigt die Ergebnisse der hier vorgestellten Suche nach direkten Zerfällen von Gauginos. Die angegebenen Effizienzen wurden wiederum linear interpoliert. Keiner der untersuchten Zerfallskanäle zeigt signifikanten Überschuß, alle Abweichungen zwischen Monte-Carlo-Schätzung für den Untergrund und den gemessenen Daten liegen deutlich unter 2σ .

	Dat.	Unterg.	2f	4f	2 γ	ϵ_1	ϵ_2	ϵ_3	ϵ_4	ϵ_5
<i>ee</i>										
(V)	8242	7731.79	5286.30	2167.45	278.04	97.1	98.9	99.6	99.8	99.6
(1a)	4544	4387.26	2926.49	1354.30	106.46	92.0	95.6	97.3	98.1	97.6
(2)	565	589.11	160.09	424.69	4.33	15.6	57.3	85.2	92.8	85.0
(3)	89	95.60	20.89	74.05	0.66	12.4	46.0	73.1	80.2	74.6
(4)	3	2.37	0.17	1.94	0.26	5.8	27.1	52.9	58.3	54.3
<i>$\mu\mu$</i>										
(V)	8242	7731.79	5286.30	2167.45	278.04	97.5	99.1	99.6	99.8	99.9
(1a)	4544	4387.26	2926.49	1354.30	106.46	88.0	89.7	94.7	95.8	95.8
(2)	565	589.11	160.09	424.69	4.33	16.8	54.8	82.3	90.4	82.8
(3)	16	20.11	3.90	16.22	0.00	13.6	44.8	69.4	77.2	71.2
(4)	0	2.69	0.02	2.68	0.00	8.4	33.2	57.8	62.5	59.2
<i>$\tau\tau$</i>										
(V)	8242	7731.79	5286.30	2167.45	278.04	85.6	91.3	95.8	95.7	95.7
(1b)	4604	4379.24	2770.36	1483.69	125.19	74.2	78.7	86.5	88.5	85.8
(2)	253	220.02	40.56	177.88	1.57	1.6	19.3	57.7	68.8	55.3
(3)	9	5.72	0.24	5.09	0.39	0.2	3.8	19.9	21.5	19.2
<i>eν</i>										
(V)	8242	7731.79	5286.30	2167.45	278.04	91.5	93.7	96.8	97.0	97.6
(1c)	3557	3404.71	2131.04	1183.82	89.85	63.3	67.2	77.7	89.2	79.5
(2')	2319	2166.37	1215.00	934.20	17.18	57.5	61.5	72.8	85.4	75.1
(3')	424	376.53	82.93	292.55	1.05	5.4	25.0	57.3	74.2	59.4
(4')	326	295.12	50.72	244.01	0.39	2.6	16.4	48.6	64.9	49.8
(5')	196	162.57	39.21	123.09	0.26	2.0	12.9	36.8	49.8	37.5
(6'a)	3	2.54	0.13	2.28	0.13	0.9	6.7	21.5	35.9	22.4
<i>$\mu\nu$</i>										
(V)	8242	7731.79	5286.30	2167.45	278.04	93.3	95.6	97.7	98.1	98.8
(1c)	3557	3404.71	2131.04	1183.82	89.85	63.2	65.6	74.8	87.6	77.6
(2')	2319	2166.37	1215.00	934.20	17.18	57.1	59.8	69.3	83.3	73.7
(3')	424	376.53	82.93	292.55	1.05	5.3	23.9	54.2	73.2	57.8
(4')	326	295.12	50.72	244.01	0.39	2.4	15.4	46.5	63.8	49.0
(5')	196	162.57	39.21	123.09	0.26	2.4	14.9	43.5	62.2	45.8
(6'a)	8	4.88	0.21	4.67	0.00	1.2	7.8	27.7	46.8	28.8
<i>$\tau\nu$</i>										
(V)	8242	7731.79	5286.30	2167.45	278.04	73.2	81.7	87.0	86.7	89.8
(1d)	3675	3490.13	2146.79	1235.20	108.15	53.3	60.2	71.3	78.2	73.1
(2')	2048	1893.73	889.35	989.83	14.55	48.5	56.2	67.3	74.6	69.4
(3')	339	291.96	59.50	231.67	0.79	4.6	21.0	51.0	64.8	54.0
(4')	187	171.71	27.86	143.45	0.39	1.7	10.0	33.0	46.0	35.0
(5')	120	101.52	22.77	78.48	0.26	1.7	9.9	31.6	45.6	33.8
(6'b)	18	14.50	0.96	13.28	0.26	0.2	3.0	10.9	17.3	12.2

Tabelle 5.10: Wirkung der Schnitte für die Selektion direkter $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$ -Zerfälle via λ' bei $\sqrt{s} = 207$ GeV. ϵ_1 bis ϵ_4 sind die Effizienzen in % für die Massenpunkte 30, 45, 78 und 103 GeV bei $m_0 = 500$ GeV, ϵ_5 die für $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 78$ GeV und das minimale $m_0 = 37$ GeV.

Endzustand	$\sqrt{s} = 189 - 209 \text{ GeV}$			$\sqrt{s} > 206 \text{ GeV}$	
	Eff. (%)	Dat.	Untergrund	Dat.	Untergrund
$\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow$					
$4q + 2e$	5.8 – 59.9	16	11.3 ± 2.0	3	2.4 ± 0.4
$4q + 2\mu$	8.4 – 62.7	7	10.8 ± 2.3	0	2.7 ± 0.7
$4q + 2\tau$	0.2 – 20.9	34	29.2 ± 4.4	9	5.7 ± 0.9
$4q + e\nu$	1.0 – 35.9	13	11.8 ± 2.2	3	2.5 ± 0.5
$4q + \mu\nu$	1.2 – 46.9	28	23.3 ± 2.8	8	4.9 ± 0.5
$4q + \tau\nu$	0.3 – 18.4	80	70.5 ± 5.0	18	14.5 ± 1.1
$4q + \nu\nu$	0.4 – 42.5	80	70.0 ± 20.0	23	14.9 ± 3.1
$\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^- \rightarrow$					
$4q + 2e$	16.7 – 54.7	16	11.3 ± 2.0	3	2.4 ± 0.4
$4q + 2\mu$	20.5 – 59.7	7	10.8 ± 2.3	0	2.7 ± 0.7
$4q + 2\tau$	3.0 – 18.5	34	29.2 ± 4.4	9	5.7 ± 0.9
$4q + e\nu$	5.0 – 28.6	13	11.8 ± 2.2	3	2.5 ± 0.5
$4q + \mu\nu$	6.4 – 44.7	28	23.3 ± 2.8	8	4.9 ± 0.5
$4q + \tau\nu$	1.2 – 16.0	80	70.5 ± 5.0	18	14.5 ± 1.1
$4q + \nu\nu$	2.6 – 46.1	61	58.1 ± 17.1	15	12.2 ± 2.8

Tabelle 5.11: Ergebnisse der Suche nach direkten Gaugino-Zerfällen. Die Ergebnisse für den $\nu\nu$ -Kanal [63] sind hier mit aufgenommen worden, da sie für die Bestimmung der Wirkungsquerschnittsgrenzen verwendet werden. Die Effizienz nimmt mit kleiner werdenden Gaugino-Massen ab (siehe auch Tabelle 5.10), weswegen der Effizienzbereich für Neutralinos bei kleineren Werten beginnt, da hier der niedrigste Massenpunkt bei 30 GeV liegt. Die Zahlen für Daten und Untergrund unterscheiden sich bei den hier untersuchten Kanälen nicht zwischen Neutralinos und Charginos, da ja für beide Fälle dieselbe Selektion angewendet wurde. Dies gilt im $\nu\nu$ -Kanal nicht, da hier eine Likelihood-Methode zur Analyse verwendet wurde [64]. Die angegebenen Unsicherheiten beinhalten den statistischen und den systematischen Beitrag.

Bei der Bestimmung der oberen Grenzen auf die Erzeugungswirkungsquerschnitte wird das ebenfalls auf Seite 92ff. beschriebene Verfahren angewendet. Wiederum wird das Verzweungsverhältnis $BR(\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \ell q)$ in Schritten von 0,1 zwischen 0 und 1 variiert und die drei bei fester Wahl der Kopplungsindizes beitragenden Kanäle $\ell\ell$, $\ell\nu$ und $\nu\nu$ werden kombiniert. Das Maximum über alle elf sich an jedem Wert von $m_{\tilde{\chi}}$ ergebenden Grenzen ist in Abbildung 5.11 für die drei unterschiedenen Kopplungen aufgetragen.

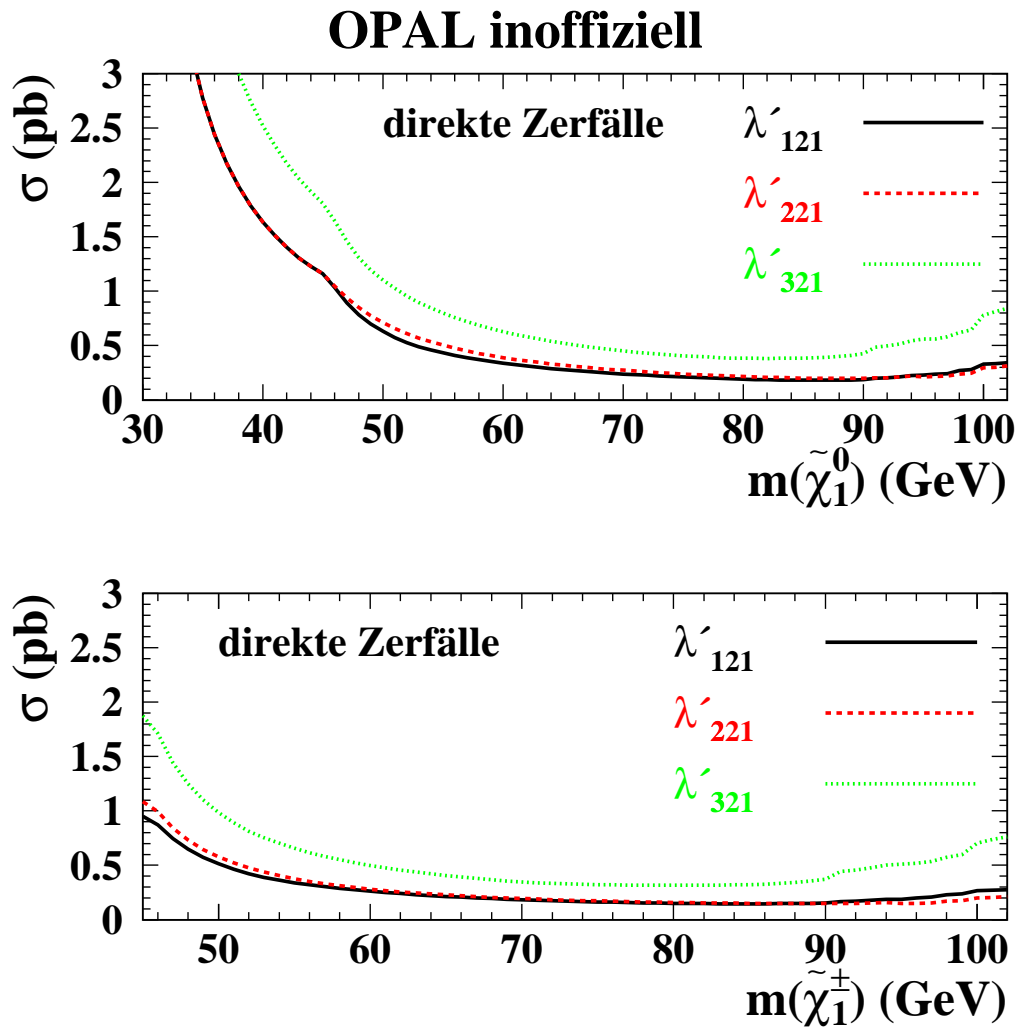


Abbildung 5.11: Grenzen auf $\sigma(e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0)$ (oben) und $\sigma(e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-)$ (unten) unter der Annahme, daß lediglich der direkte Zerfallskanal über die jeweils angegebene Kopplung beiträgt.

5.3.2 Indirekte Chargino-Zerfälle

Die bei der im folgenden beschriebenen Analyse unterschiedenen Endzustände sind in Tabelle 5.12 aufgelistet. Wegen des Auftretens von zwei W -Bosonen beim Zerfall der beiden $\tilde{\chi}^\pm$ unterscheidet man folgende Fälle:

1. Beide W zerfallen in jeweils ein Quark-Antiquark-Paar,
2. ein W zerfällt hadronisch, das andere leptonisch,
3. beide W zerfallen in jeweils ein Lepton-Neutrino-Paar.

Die Fälle 1 und 2 bewirken zusätzliche hadronische Aktivität, Fall 3 lediglich zwei weitere geladene Leptonen im Endzustand. Die Impulse der W -Zerfallsprodukte werden jedoch mit abnehmender Massendifferenz $\Delta m = m_{\tilde{\chi}_1^+} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$ kleiner, so daß diese nicht mehr verläßlich identifiziert werden können. Aus diesem Grund unterscheidet die Analyse der indirekten Zerfälle via λ' nicht zwischen den Fällen 1 bis 3. Bei der Suche nach indirekten Zerfällen über λ werden in der vorliegenden Arbeit lediglich die Fälle 1 und 2 untersucht – diese werden ebenfalls aus den oben genannten Gründen nicht unterschieden –, da Fall 3 zu einer rein leptonischen Ereignissignatur führt.

Signal-Monte-Carlo

Auch bei der Simulation der indirekten Chargino-Zerfälle wurden nur zwei Schwerpunktsenergien – $\sqrt{s} = 183$ und 207 GeV – und drei verschiedene Chargino-Massen – 45, 70 und 90 bzw. 45, 78 und 103 GeV – berücksichtigt, da auch hier Schnitte auf Teilchenenergien entsprechend skaliert werden. Im Falle der Zerfälle über λ' wurde aus den im Abschnitt über indirekte Slep-ton-Zerfälle genannten Gründen wiederum nur die Indexkombination λ'_{i21} untersucht, jedoch wurden alle neun möglichen λ_{ijk} (wegen der Antisymmetrie des $LL\bar{E}$ -Ausdrucks gilt $i < j$) simuliert. Für jede Wahl von \sqrt{s} , $m_{\tilde{\chi}_1^+}$ und der Kopplungsindizes stehen mindestens 1000 simulierte Ereignisse zur Verfügung. Dabei wurde $m_0 = 500$ GeV und $\Delta m = m_{\tilde{\chi}_1^+} - m_{\tilde{\chi}_1^0} = \frac{1}{2}m_{\tilde{\chi}_1^+}$ gesetzt. Zusätzliche Ereignisse wurden für den mittleren Massenpunkt und ein minimales m_0 sowie für den höchsten Massenpunkt und $\Delta m = 5$ GeV erzeugt, um auch hier einen möglichst großen Parameterbereich abzudecken. Bei den indirekten λ -Zerfällen existieren getrennte Monte-Carlo-Samples für die beiden $2W$ -Zerfallsmöglichkeiten $2W \rightarrow qq\bar{q}\bar{q}$ und $2W \rightarrow \ell\nu q\bar{q}$, bei den λ' -Zerfällen wurde das Sample mit einer Mischung der drei Möglichkeiten $2W \rightarrow qq\bar{q}\bar{q}$, $2W \rightarrow \ell\nu q\bar{q}$ und $2W \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ zusammengestellt, die durch das entsprechende W -Verzweigungsverhältnis gegeben ist.

Endzustand	Kopplung	Kanal
$2W\ eqq\ eqq$ $2W\ eqq\ \nu qq$	λ'_{1jk}	ee $e\nu$
$2W\ \mu qq\ \mu qq$ $2W\ \mu qq\ \nu qq$	λ'_{2jk}	$\mu\mu$ $\mu\nu$
$2W\ \tau qq\ \tau qq$ $2W\ \tau qq\ \nu qq$	λ'_{3jk}	$\tau\tau$ $\tau\nu$
$2W\ \nu qq\ \nu qq$	$\lambda'_{1jk}, \lambda'_{2jk}, \lambda'_{3jk}$	$\nu\nu$
$2W\ \nu\ell^+\ell^- \nu\ell^+\ell^-$	λ_{ijk}	λ

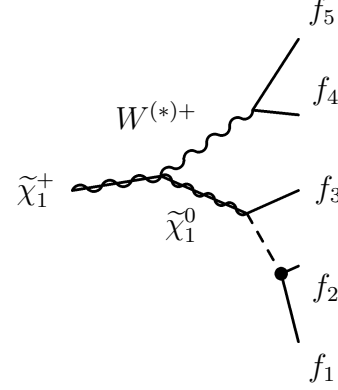


Tabelle 5.12: Die im Rahmen der Suche nach indirekten Zerfällen paarweise erzeugter Charginos unterschiedenen Endzustände. Im Falle einer dominanten Kopplung λ ergeben sich beim Zerfall eines einzelnen Charginos für f_1 , f_2 und f_3 zwei entgegengesetzt geladene Leptonen und ein Neutrino, bei dominantem λ' zwei Quarks und ein geladenes Lepton (oder Neutrino). Das W -Boson kann entweder in ein Quark-Antiquark-Paar oder ein Lepton-Neutrino-Paar zerfallen (siehe vorangehenden Text).

Indirekte λ -Zerfälle

Selbst bei fester Wahl der Kopplungsindizes i , j und k können im λ -Kanal (so soll im folgenden der indirekte Zerfallskanal über die Kopplung λ genannt werden) verschiedene Endzustände auftreten, für λ_{132} gibt es etwa u. a. die Möglichkeiten $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow e^- \nu_\tau \mu^+$ und $\nu_e \tau^- \mu^+$. Die Verzweungsverhältnisse hängen dabei wieder von den MSSM-Parametern ab. Um auch hier möglichst von diesen unabhängige Ergebnisse zu erzielen, gibt es lediglich eine Ereignisselektion für alle möglichen Lepton-Flavour-Kombinationen. Diese sieht nun folgendermaßen aus:

(V) $E_{\text{beam}} > 60 \text{ GeV}$ und mindestens ein Elektron oder Myon,

(1) $0,4 < E_{\text{vis}}/\sqrt{s} < 0,95$,

(2) $(p_{\text{miss},x}^2 + p_{\text{miss},y}^2)^{1/2} > 5 \text{ GeV}$ und $|\cos \theta_{\text{miss}}| < 0,95$

(3) $y_{34} > 0,001$,

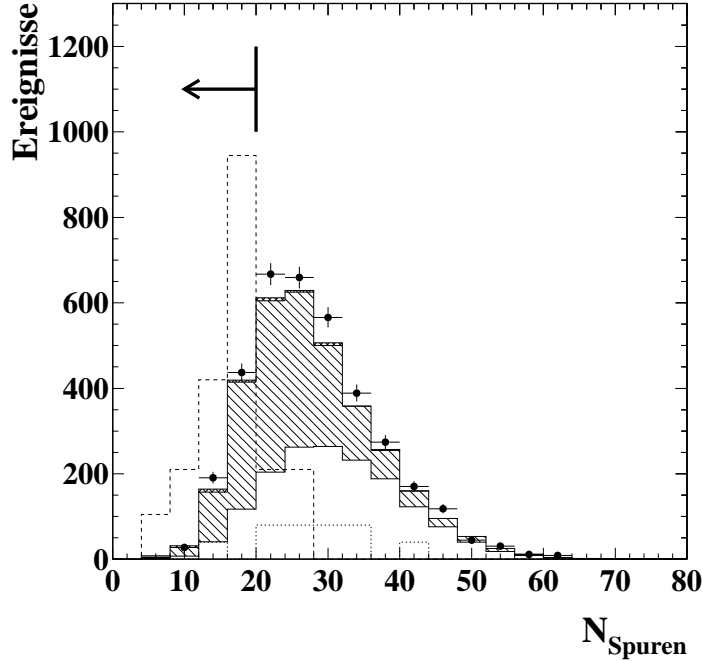


Abbildung 5.12: Verteilung der Anzahl von Spuren geladener Teilchen nach Schnitt (3) im λ -Kanal für jene Ereignisse, in denen weniger als vier Jets rekonstruiert wurden. Dargestellt sind Untergrund und Daten für $\sqrt{s} = 189$ bis 209 GeV (vgl. Abb. 5.5) und das Signal bei $\sqrt{s} = 207$ GeV für die Kopplung λ_{121} in willkürlicher Normierung. Der Fall $2W \rightarrow \ell\nu q\bar{q}$ ist gestrichelt und $2W \rightarrow qq\bar{q}\bar{q}$ gepunktet gezeichnet. Läßt man nun zusätzlich Ereignisse mit $N_{\text{Spuren}} < 20$ zu, so vergrößert sich die Effizienz für den ersten Fall.

- (4) mindestens vier rekonstruierte Jets mit $y_{\text{cut}} = 0,005$ oder weniger als 20 nachgewiesene Spuren geladener Teilchen (dies verbessert die Effizienz für den Fall, daß nur ein W hadronisch zerfällt, vgl. Abb. 5.12),
- (5) Identifizierung mindestens zweier Elektronen oder Myonen oder mindestens eines Elektrons und eines Myon. Das energiereichste der nachgewiesenen Leptonen soll $E_{\ell_1}/\sqrt{s} > 0,055$, das mit der zweithöchsten Energie $E_{\ell_2}/\sqrt{s} > 0,038$ erfüllen,
- (6) Isolation der energiereichsten Leptonen von $\cos \alpha_{\ell_1} < 0,98$ und
- (7) $\cos \alpha_{\ell_2} < 0,98$.

Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.13 dargestellt.

1. Ergebnisse der Analyse				
$\sqrt{s} = 189 - 209 \text{ GeV}$			$\sqrt{s} > 206 \text{ GeV}$	
Effizienz (%)	Daten	Untergrund	Daten	Untergrund
10.5 – 86.8	48	61.9 ± 8.1	11	14.0 ± 1.4

2. Wirkung der Schnitte bei $\sqrt{s} = 207 \text{ GeV}$					
Schnitt	Daten	Untergrund	$2f$	$4f$	2γ
(V)	7320	7148.98	4908.61	2020.74	219.62
(1)	4974	4897.48	3308.17	1436.27	153.04
(2)	2141	2033.35	915.21	1101.24	16.90
(3)	1253	1139.50	393.56	739.13	6.81
(4)	663	605.96	127.32	475.23	3.41
(5)	180	154.94	24.25	129.26	1.44
(6)	73	65.40	1.32	63.29	0.79
(7)	11	14.04	0.05	13.72	0.26

3. Signaleffizienzen für die Kopplung λ_{233} bei $\sqrt{s} = 207 \text{ GeV}$										
	$2W \rightarrow qqqq$					$2W \rightarrow \ell\nu qq$				
Schnitt	ϵ_1	ϵ_2	ϵ_3	ϵ_4	ϵ_5	ϵ_1	ϵ_2	ϵ_3	ϵ_4	ϵ_5
(V)	85.7	94.5	95.6	94.7	86.3	79.3	96.1	97.1	96.6	85.3
(1)	74.6	92.3	94.3	93.1	69.7	63.7	90.4	92.8	90.6	64.9
(2)	56.8	85.9	88.5	86.9	65.6	53.5	85.3	88.2	85.4	61.4
(3)	55.8	85.9	88.5	86.8	63.4	52.5	85.3	88.2	85.2	59.0
(4)	44.3	84.8	87.5	85.4	62.6	49.0	83.8	87.2	83.4	58.8
(5)	30.3	62.5	62.6	59.7	59.1	43.2	76.8	82.9	78.7	56.5
(6)	23.9	50.2	52.7	49.8	55.0	37.7	70.8	76.0	74.3	54.2
(7)	18.5	41.7	44.2	40.3	51.4	32.8	64.5	70.6	68.3	51.3

Tabelle 5.13: Zusammenfassung der Analyse des λ -Kanals. Die obere Tabelle zeigt das Ergebnis der Analyse, die mittlere die Wirkung der Schnitte auf Daten und Untergrund bei $\sqrt{s} = 207 \text{ GeV}$ und die untere gibt beispielhaft die Veränderung der Signaleffizienzen an. Dabei sind ϵ_1 bis ϵ_3 die Effizienzen für $m_{\tilde{\chi}_1^+} = 45, 78$ und 103 GeV bei $m_0 = 500 \text{ GeV}$ und $\Delta m = \frac{1}{2}m_{\tilde{\chi}_1^+}$, ϵ_4 gilt für das minimale $m_0 = 63 \text{ GeV}$ bei $m_{\tilde{\chi}_1^+} = 78 \text{ GeV}$ und $\Delta m = \frac{1}{2}m_{\tilde{\chi}_1^+}$ und ϵ_5 ist die Effizienz für $m_{\tilde{\chi}_1^+} = 103 \text{ GeV}$ und $\Delta m = 5 \text{ GeV}$.

Indirekte λ' -Zerfälle

Nach der üblichen Vorauswahl $E_{\text{beam}} > 60$ GeV wird wiederum in allen sechs Kanälen (ee bis $\tau\nu$) auf die Gesamtenergie geschnitten:

- (1) a) $0,6 < E_{\text{vis}}/\sqrt{s} < 1,2$ im ee - und $\mu\mu$ -Kanal,
b) $0,4 < E_{\text{vis}}/\sqrt{s} < 0,95$ im $\tau\tau$ -Kanal,
c) $0,6 < E_{\text{vis}}/\sqrt{s} < 0,95$ im $e\nu$ - und $\mu\nu$ -Kanal und
d) $0,4 < E_{\text{vis}}/\sqrt{s} < 0,8$ im $\tau\nu$ -Kanal.

Die Selektion der Ereignisse in den drei Kanälen $e\nu$, $\mu\nu$ und $\tau\nu$ verläuft danach auf folgende Weise:

- (2) $(p_{\text{miss},x}^2 + p_{\text{miss},y}^2)^{1/2} > 5$ GeV und $|\cos\theta_{\text{miss}}| < 0,95$.
- (3) Es sollen mindestens fünf Jets zu $y_{\text{cut}} = 0,005$ rekonstruiert worden sein. Außerdem soll $y_{34} > 0,01$, $y_{45} > 0,006$ und $y_{56} > 0,0005$ gelten.
- (4) Um den Untergrund durch den Prozeß $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow \ell\nu qq$ zu unterdrücken, wird gefordert, daß die rekonstruierte Masse des hypothetischen Zwei-Jet-Systems kleiner als 70 GeV sein soll (vgl. Schnitt (5') auf Seite 99).
- (5) Mindestens ein Lepton mit einem dem jeweiligen Kanal entsprechenden Flavour soll identifiziert worden sein. Energie und Isolation sollen die Bedingungen $E_{e,\mu,\tau}/\sqrt{s} > 0,055$ und $\cos\alpha_{e,\mu,\tau} < 0,98$ erfüllen. Es darf kein Lepton mit einer Energie $E_\ell/\sqrt{s} > 0,22$ nachgewiesen worden sein.

In den Kanälen ee und $\mu\mu$ gelten die Kriterien

- (2') $y_{45} > 0,002$,
- (3') Identifikation von mindestens zwei Elektronen bzw. Myonen mit Energien $E_{e_1,\mu_1}/\sqrt{s} > 0,055$ und $E_{e_2}/\sqrt{s} > 0,038$ bzw. $E_{\mu_2}/\sqrt{s} > 0,027$,
- (4') Isolation der beiden Elektronen bzw. Myonen mit den höchsten Energien von $\cos\alpha_{e,\mu} < 0,99$.

Die Forderungen im $\tau\tau$ -Kanal sind

- (2'') Rekonstruktion von mindestens fünf Jets zu $y_{\text{cut}} = 0,005$,
- (3'') kein Elektron oder Myon mit $E_{e,\mu}/\sqrt{s} > 0,22$,
- (4'') Nachweis von ≥ 2 Taus mit $E_{\tau_1}/\sqrt{s} > 0,044$ und $E_{\tau_2}/\sqrt{s} > 0,027$.

Die Tabellen 5.14 und 5.15 fassen die Wirkungsweisen dieser Schnitte und die Ergebnisse zusammen.

	Dat.	Unterg.	$2f$	$4f$	2γ	ϵ_1	ϵ_2	ϵ_3	ϵ_4	ϵ_5
ee										
(V)	8242	7731.79	5286.30	2167.45	278.04	98.2	99.5	99.8	99.8	99.6
(1a)	5976	5684.40	3720.47	1806.26	157.67	76.4	97.3	98.5	97.7	98.5
(2')	670	662.04	189.52	466.89	5.64	61.9	96.1	98.1	96.5	95.5
(3')	78	81.45	17.77	63.16	0.52	31.7	66.9	74.4	67.0	79.2
(4')	3	2.82	0.17	2.39	0.26	14.2	46.6	54.0	45.6	57.7
$\mu\mu$										
(V)	8242	7731.79	5286.30	2167.45	278.04	98.7	99.9	99.6	99.9	99.6
(1a)	5976	5684.40	3720.47	1806.26	157.67	73.9	97.4	97.9	97.7	97.8
(2')	670	662.04	189.52	466.89	5.64	60.4	96.6	97.4	96.6	94.4
(3')	16	21.39	4.15	17.24	0.00	36.5	73.8	78.4	74.6	77.0
(4')	0	3.01	0.02	2.99	0.00	21.2	55.9	60.6	57.9	59.6
$\tau\tau$										
(V)	8242	7731.79	5286.30	2167.45	278.04	82.8	92.7	94.1	93.2	96.0
(1b)	5476	5299.83	3558.00	1552.94	188.90	65.7	77.9	79.7	78.9	82.3
(2'')	168	123.43	27.50	93.97	1.96	22.0	66.0	72.7	66.4	60.3
(3'')	162	118.21	27.17	89.48	1.57	22.0	65.8	72.7	65.3	60.2
(4'')	7	2.73	0.18	2.28	0.26	2.4	18.2	21.4	19.2	16.4
$e\nu$										
(V)	8242	7731.79	5286.30	2167.45	278.04	93.3	97.9	98.1	97.8	96.8
(1)	3675	3490.13	2146.79	1235.20	108.15	55.3	79.9	82.0	78.9	90.6
(2)	2048	1893.73	889.35	989.83	14.55	47.0	73.3	76.7	72.6	86.2
(3)	49	41.49	4.34	37.16	0.00	5.0	52.2	63.6	52.7	39.7
(4)	46	39.72	4.30	35.42	0.00	4.5	48.5	61.3	48.8	36.2
(5)	0	0.73	0.00	0.73	0.00	1.1	27.1	40.6	27.3	26.0
$\mu\nu$										
(V)	8242	7731.79	5286.30	2167.45	278.04	93.5	98.6	98.6	97.9	97.4
(1)	3675	3490.13	2146.79	1235.20	108.15	54.1	79.8	85.1	80.9	90.6
(2)	2048	1893.73	889.35	989.83	14.55	46.8	73.5	78.7	75.7	87.6
(3)	49	41.49	4.34	37.16	0.00	3.8	52.4	65.4	52.6	41.2
(4)	46	39.72	4.30	35.42	0.00	3.6	50.4	63.2	48.1	37.9
(5)	1	0.67	0.04	0.63	0.00	0.9	30.1	41.2	28.4	29.0
$\tau\nu$										
(V)	8242	7731.79	5286.30	2167.45	278.04	78.5	90.5	89.2	90.2	87.6
(1)	3604	3452.51	2375.85	930.52	146.13	47.1	52.8	51.4	53.5	60.7
(2)	1081	961.30	241.76	707.40	12.14	31.3	49.8	49.0	49.1	58.1
(3)	18	8.68	0.92	7.77	0.00	3.8	32.4	38.2	31.4	25.1
(4)	13	6.98	0.92	6.06	0.00	3.7	30.9	36.4	30.1	24.5
(5)	5	2.63	0.08	2.55	0.00	1.6	15.2	18.7	16.3	10.9

Tabelle 5.14: Wirkung der Schnitte für die Selektion indirekter $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ -Zerfälle via λ' bei $\sqrt{s} = 207$ GeV. ϵ_1 bis ϵ_3 sind die Effizienzen in % für die Massenpunkte 45, 78 und 103 GeV bei $m_0 = 500$ GeV, ϵ_4 die für $m_{\tilde{\chi}_1^+} = 78$ GeV und das minimale $m_0 = 63$ GeV und ϵ_5 die für $m_{\tilde{\chi}_1^+} = 103$ GeV und $\Delta m = 5$ GeV.

Endzustand	$\sqrt{s} = 189 - 209 \text{ GeV}$			$\sqrt{s} > 206 \text{ GeV}$	
	Eff. (%)	Dat.	Untergrund	Dat.	Untergrund
$\tilde{\chi}^+ \tilde{\chi}^- \rightarrow$					
$4q + 2W + 2e$	13.9 – 54.2	15	13.2 ± 2.0	3	2.9 ± 0.4
$4q + 2W + 2\mu$	20.4 – 59.9	10	12.7 ± 2.6	0	3.0 ± 0.7
$4q + 2W + 2\tau$	1.8 – 15.8	22	14.8 ± 2.5	7	2.7 ± 0.6
$4q + 2W + e\nu$	0.5 – 19.2	3	4.7 ± 1.4	0	0.7 ± 0.3
$4q + 2W + \mu\nu$	3.5 – 29.7	6	3.5 ± 0.9	1	0.7 ± 0.2
$4q + 2W + \tau\nu$	0.4 – 7.2	17	13.9 ± 1.7	5	2.6 ± 0.3
$4q + 2W + \nu\nu$	4.0 – 38.7	115	103.3 ± 17.3	21	21.3 ± 3.0

Tabelle 5.15: Ergebnisse der Suche nach indirekten $\tilde{\chi}_1^\pm$ -Zerfällen via λ' . Die Unsicherheiten enthalten wiederum den statistischen und den systematischen Beitrag. Die Übereinstimmung zwischen Daten und Untergrundschatzung ist gut, die größte Abweichung ($1,6 \sigma$) liegt im $\tau\tau$ -Kanal bei $\sqrt{s} > 206 \text{ GeV}$ vor.

Wirkungsquerschnittsgrenzen

Da bei der Suche nach indirekten Chargino-Zerfällen über die Kopplungen λ und λ' kein signifikanter Überschuß in den Daten beobachtet wurde, werden auch hier Grenzen auf die Wirkungsquerschnitte für den Prozeß $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ bestimmt. Bei der Berechnung der Grenzen für Zerfälle via λ' wird dabei wieder das Verzweigungsverhältnis $BR(\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \ell qq)$ zwischen 0 und 1 variiert und der jeweils ungünstigste Fall angegeben.

Bei indirekten Chargino-Zerfällen über λ entstehen immer vier geladene Leptonen durch die Zerfälle der beiden Neutralinos. Hier liegen jedoch unterschiedliche Analysen für die drei verschiedenen W^+W^- -Zerfallsmöglichkeiten $2W \rightarrow qqqq$, $2W \rightarrow \ell\nu qq$ und $2W \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ vor. Diese drei Kanäle werden mit ihren entsprechenden Verzweigungsverhältnissen gewichtet und ebenfalls nach der in Abschnitt 5.1.5 beschriebenen Methode kombiniert. Hierbei werden folgende Ergebnisse der Analyse von Endzuständen mit sechs Leptonen und fehlendem Impuls – diese liegen vor, falls beide W -Bosonen leptonisch zerfallen – verwendet [63]:

Endzustand	$\sqrt{s} = 189 - 209 \text{ GeV}$			$\sqrt{s} > 206 \text{ GeV}$	
	Effizienz (%)	Daten	Untergrund	Daten	Untergrund
$\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^- \rightarrow$					
$6\ell + 4\nu$	34.0 – 92.0	9	8.5 ± 1.3	1	1.5 ± 0.3

Abbildung 5.13 zeigt die so bestimmten Wirkungsquerschnittsgrenzen.

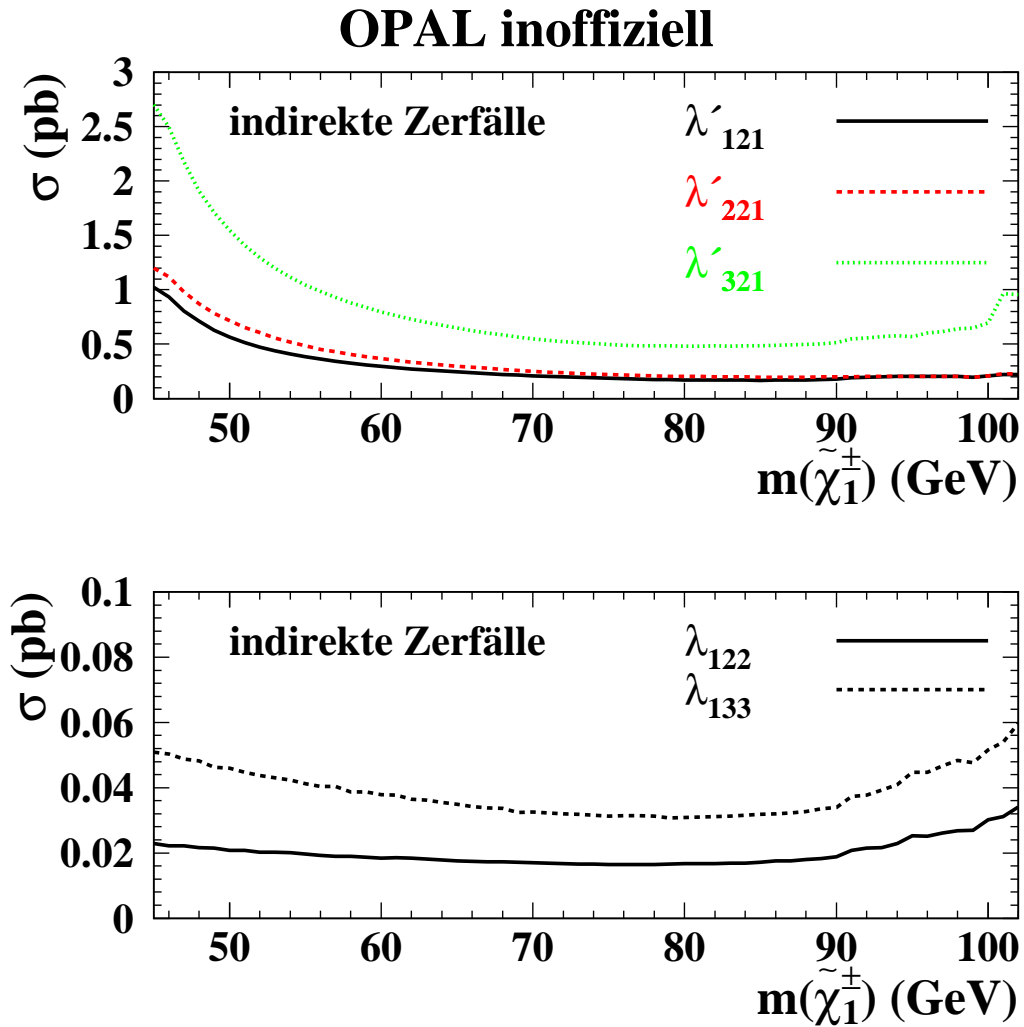


Abbildung 5.13: Grenzen auf $\sigma(e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-)$ unter der Annahme, daß lediglich der indirekte Zerfallskanal über die jeweils angegebene Kopplung beiträgt. Für die Zerfälle über λ_{ijk} sind dabei nur die beiden Indexkombinationen angegeben, die zu maximalen bzw. minimalen Grenzen führen. Die sieben weiteren Grenzen liegen zwischen den beiden im unteren Bild eingezeichneten.

5.3.3 Universelle Wirkungsquerschnittsgrenzen

In den letzten Abschnitten wurden sowohl indirekte als auch direkte Zerfälle von Charginos über die R_p -verletzende Kopplung λ' untersucht. Dabei wurde immer angenommen, daß beide im Prozeß $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ erzeugten Charginos auf dieselbe Art – also direkt oder indirekt – zerfallen. Nun soll untersucht werden, welche Aussagen bezüglich der Erzeugungswirkungsquerschnitte gemacht werden können, falls diese Annahme nicht mehr zutrifft.

Falls lediglich das leichteste Neutralino $\tilde{\chi}_1^0$ leichter ist als das leichteste Chargino $\tilde{\chi}_1^+$ und man voraussetzt, daß nur eine der λ' -Kopplungen⁷ nicht verschwindet, so ist die Zerfallsbreite des $\tilde{\chi}_1^+$ durch

$$\Gamma_{\tilde{\chi}_1^+} = \Gamma_{\lambda'} + \Gamma_{R_p}$$

gegeben, wobei $\Gamma_{\lambda'}$ die Breite für den direkten Zerfall $\tilde{\chi}_1^+ \rightarrow \ell(\nu)qq$ und Γ_{R_p} jene für den R_p -erhaltenden Zerfall $\tilde{\chi}_1^+ \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 W^{+(*)}$ bezeichnen soll. Γ_{R_p} hängt dabei u. a. von der Massendifferenz $m_{\tilde{\chi}_1^+} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$ ab, $\Gamma_{\lambda'}$ u. a. vom Feldgehalt des $\tilde{\chi}_1^+$ und natürlich von der Stärke der Kopplung λ' . Das Verzweigungsverhältnis für den direkten bzw. indirekten Zerfall ist also eine Funktion von $\tan\beta$, M_2 , m_0 und λ' . Es gibt nun Bereiche im Raum dieser vier Parameter, in denen das Verhältnis $\Gamma_{\lambda'}/\Gamma_{R_p}$ von der Größenordnung 1 ist, wo also direkte und indirekte Zerfälle mit vergleichbarer Häufigkeit vorkommen [65]. Dies bedeutet auch, daß von den beiden im Prozeß $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ erzeugten Charginos eines direkt und das andere indirekt zerfallen kann. Solche Signaturen wurden im Rahmen der Analysen jedoch nicht untersucht.

Nun sollen Grenzen auf $\sigma(e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-)$ bestimmt werden, wobei auch die Möglichkeit gemischter Zerfälle zugelassen wird. Die Grenzen sollen dabei weitestgehend parameterunabhängig sein, d. h. weder vom genauen Wert von $\Gamma_{\lambda'}/\Gamma_{R_p}$ noch vom direkten Zerfallskanal – $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \ell qq$ oder νqq – abhängen. Dazu geht man folgendermaßen vor: $b_+ = BR(\tilde{\chi}_1^+ \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 W)$ und $b_0 = BR(\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \ell qq)$ werden in Schritten von 0,1 zwischen 0 und 1 variiert. Für jedes Wertepaar (b_+, b_0) werden die sechs Kanäle $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^- \rightarrow \ell q \ell q q$, $\ell q \nu q q$, $\nu q \nu q q$, $2W \ell q \ell q q$, $2W \ell q \nu q q$ und $2W \nu q \nu q q$ mit entsprechender Gewichtung kombiniert. Anschließend wird das Maximum über alle sich ergebenden Grenzen bestimmt. Abbildung 5.14 zeigt die Ergebnisse für die drei untersuchten Indexkombinationen von λ'_{ijk} zusammen mit den Grenzen für die beiden bereits vorgestellten Zerfallsmodi.

⁷Analog geht man für nichtverschwindendes λ oder λ'' vor. Im Rahmen früherer Untersuchungen [64] konnten für diese beiden Fälle bereits vom Zerfallsmodus unabhängige Grenzen bestimmt werden, die zu Ausschlußgrenzen im MSSM-Parameterraum führten. Für λ' ist dies jedoch erst im Rahmen der vorliegenden Arbeit möglich geworden, weswegen sich die folgenden Betrachtungen auf den Fall $\lambda' \neq 0$, $\lambda = \lambda'' = 0$ beschränken.

OPAL inoffiziell

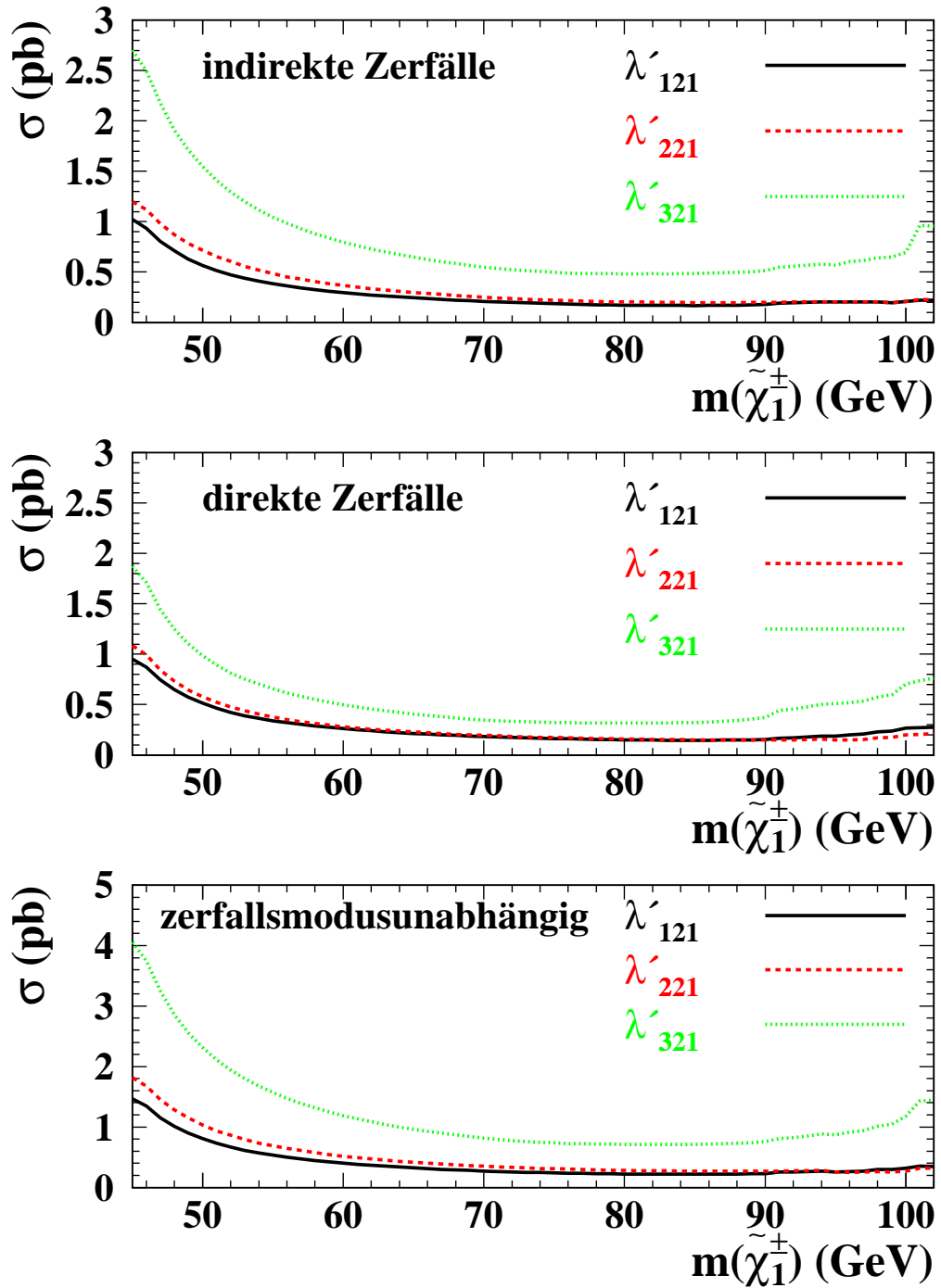


Abbildung 5.14: $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ -Erzeugungswirkungsquerschnittsgrenzen für $\lambda' \neq 0$.

Da die gemischten Kanäle der Form $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^- \rightarrow (W\ell qq)(\ell qq)$ nicht analysiert worden sind, erwartet man die schlechteste Grenze für $b_+ \approx 0,5$. Für diesen Wert zerfallen 50 % der $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ -Paare gemischt, jedoch ist die Nachweiseffizienz für diesen Kanal null. Eine genauere Betrachtung der Herkunft der einzelnen modusunabhängigen Grenzen aus Abb. 5.14 zeigt, daß in der Tat nur die Fälle $b_+ = 0,5, 0,6$ und $0,7$ einen Beitrag liefern.

Die hier bestimmten Wirkungsquerschnittsgrenzen werden im nächsten Kapitel verwendet, um Einschränkungen im Parameterraum des CMSSM zu formulieren.

Kapitel 6

Interpretation im Rahmen des CMSSM

Die Masse des leichtesten Charginos $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ läßt sich gemäß Gleichung (2.7) aus den Parametern $\tan\beta$, M_2 und μ berechnen. In Abbildung 6.1 ist $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ zur Illustration von (2.7) für zwei Werte von $\tan\beta$ als Funktion von M_2 und μ dargestellt.

Der Wirkungsquerschnitt $\sigma(e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-)$ für die Chargino-Paarproduktion hängt bei gegebener Schwerpunktsenergie \sqrt{s} , wie in Abschnitt 2.3.2 bereits erwähnt, nicht nur von Feldgehalt und Masse des Charginos ab, sondern wegen des in Abbildung 2.2 gezeigten t -Kanal-Beitrags auch von der Masse des Elektron-Sneutrinos. In die Berechnung dieser Masse geht m_0 ein, daher ist $\sigma(e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-)$ bei gegebenem \sqrt{s} eine Funktion der vier Parameter $\tan\beta$, M_2 , μ und m_0 . Abbildung 6.2 zeigt den Wirkungsquerschnitt für die Chargino-Paarproduktion für jeweils zwei unterschiedliche Werte der beiden Parameter m_0 und $\tan\beta$ wiederum als Funktion von M_2 und μ .

Bestimmt man also für einen gewissen Punkt im Raum dieser vier Parameter die Größen $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ und $\sigma(e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-)$, so kann man zu $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ etwa aus Abbildung 5.14 die entsprechende obere Wirkungsquerschnittsgrenze ablesen und diese mit dem errechneten $\sigma(e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-)$ vergleichen. Liegt der berechnete Wirkungsquerschnitt über der abgelesenen Grenze, so ist der zugehörige Punkt im vierdimensionalen Parameterraum ebenfalls mit einem Konfidenzniveau von 95 % ausgeschlossen. Hierbei muß man natürlich noch berücksichtigen, daß die im letzten Kapitel bestimmten Grenzen jeweils unter gewissen Annahmen berechnet wurden. So wurde meist ein ganz bestimmtes Zerfallsszenario untersucht, etwa der Kaskadenzerfall des $\tilde{\chi}_1^\pm$ in ein Neutralino und zwei Fermionen. Der aus den Parametern berechnete Wirkungsquerschnitt muß daher noch mit dem Verzweigungsverhältnis für den jeweils untersuchten Zerfallskanal multipliziert werden.

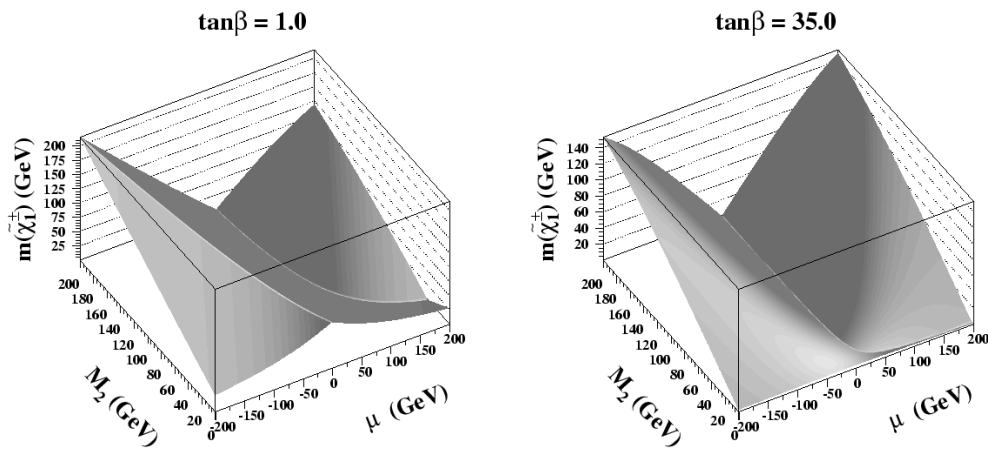


Abbildung 6.1: Die Masse $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ des leichtesten Charginos als Funktion der beiden Parameter M_2 und μ für festes $\tan\beta$. Die hier dargestellten Fälle $\tan\beta \approx 1$ und $\tan\beta \approx \frac{m_t}{m_b} \approx 35$ ergeben sich als Lösungen in Modellen mit der Forderung nach einer Vereinheitlichung der in Abschnitt 2.1.3 eingeführten Yukawa-Kopplungen λ^L und λ^D der dritten Generation bei der GUT-Skala, wie sie z. B. auch in einer $SU(5)$ -GUT vorausgesagt wird [66]. Hier wie auch bei allen folgenden Betrachtungen wird lediglich der Bereich $M_2 < 200$ GeV und $-200 \text{ GeV} < \mu < 200 \text{ GeV}$ untersucht, da für wachsende M_2 und $|\mu|$ die sich ergebenden Werte von $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ meist über der kinematischen Grenze liegen und somit in großen Teilen des Parameterraumes keine Aussagen gemacht werden können.

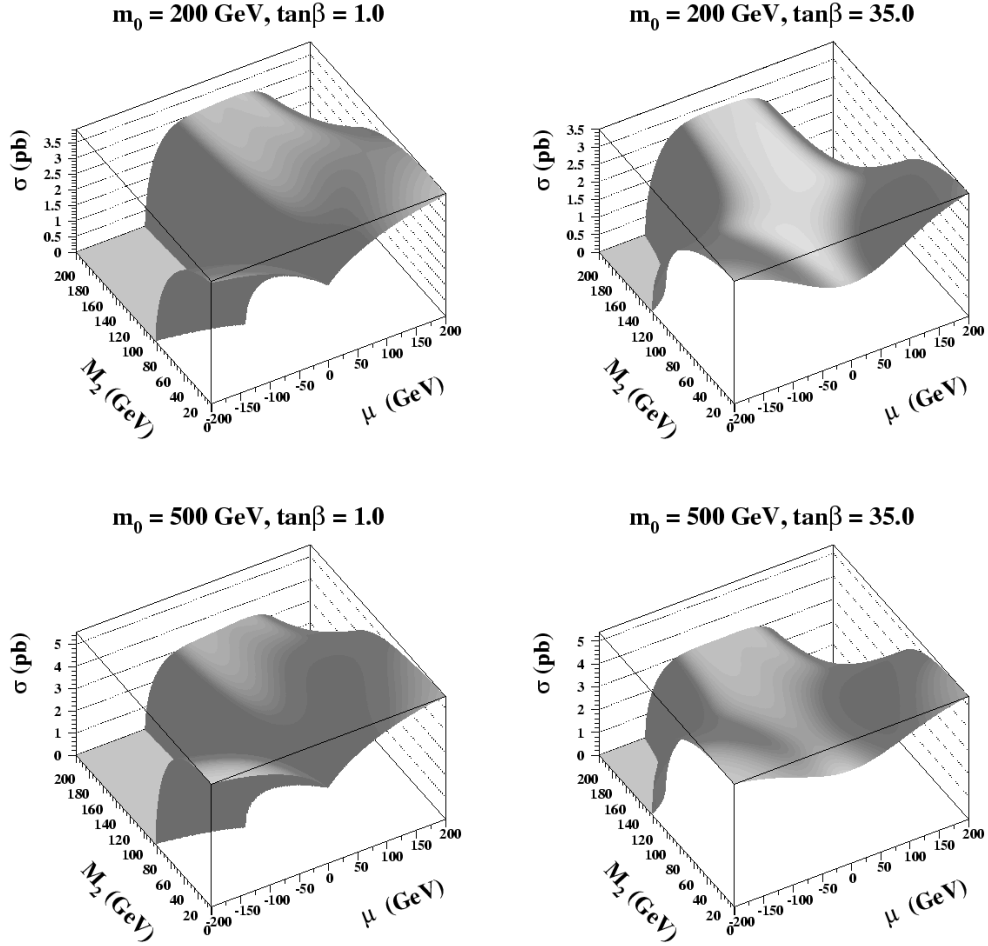


Abbildung 6.2: Der Wirkungsquerschnitt $\sigma(e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-)$ bei $\sqrt{s} = 207$ GeV für $m_0 = 200$ GeV (oben) und $m_0 = 500$ GeV (unten). Im zweiten Fall ist $\sigma(e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-)$ in großen Bereichen der M_2 - μ -Ebene höher (man beachte die unterschiedlichen Skalen auf der σ -Achse), da die Elektron-Sneutrino-Masse größer ist, wodurch der negative Beitrag des t -Kanal-Diagramms gegenüber dem Fall $m_0 = 200$ GeV unterdrückt ist. Unterhalb von $m_0 = 200$ GeV kann im hier betrachteten Bereich von μ und M_2 z. B. das Selektion leichter als das Chargino werden. Dies hätte jedoch zur Folge, daß andere als die untersuchten Zerfallskanäle deutlich dominieren würden, oberhalb von $m_0 = 500$ GeV ist die Änderung von $\sigma(e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-)$ nicht sehr groß, daher werden nur diese beiden Werte von m_0 betrachtet. In den Bereichen, in denen die Chargino-Masse größer ist als die halbe Schwerpunktsenergie (vgl. Abb. 6.1), ist $\sigma(e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-)$ natürlich null.

Die Abbildungen 6.3, 6.4 und 6.5 zeigen die unter den Annahmen, daß über den Term $LQ\bar{D}$ nur indirekte Zerfälle (Abb. 6.3), nur direkte Zerfälle (Abb. 6.4) bzw. eine Mischung aus beiden (Abb. 6.5) auftreten können, gewonnenen Grenzen für feste Werte von $\tan\beta$ und m_0 als rote Flächen in der μ - M_2 -Ebene. Hierbei wurde jeweils die für λ'_{3jk} bestimmte Wirkungsquerschnittsgrenze verwendet, da diese stets über denen für die anderen Werte der Kopplungsindizes liegt und somit den ungünstigsten Fall darstellt. In den Abbildungen stellen die schwarzen Linien die kinematische Grenze (d. h. die Grenze, oberhalb derer $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} > \sqrt{s}/2$) für $\sqrt{s} = 207$ GeV dar. Der durch LEP1 ausgeschlossene Bereich mit $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} \leq 45$ GeV ist blau eingefärbt. Im Bereich zwischen den gelben Linien ist $\Delta m = m_{\tilde{\chi}_1^\pm} - m_{\tilde{\chi}_1^0} < 5$ GeV. Dieser Bereich wird durch die in dieser Arbeit durchgeführten Analysen nicht abgedeckt, er ist jedoch durch die LEP1-Grenzen ausgeschlossen.

Bei festgehaltenem $\tan\beta$ ist durch jedes Paar (μ, M_2) ein $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ gegeben. Wegen der stetigen Abhängigkeit der Masse $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ von μ und M_2 „verbietet“ der Ausschluß zusammenhängender Bereiche in der μ - M_2 -Ebene also ein gewisses Massenintervall $[m_{\min}, m_{\max}]$, falls für keines der nicht ausgeschlossenen Paare (μ, M_2) ein Wert $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ innerhalb des Intervalls $[m_{\min}, m_{\max}]$ angenommen wird. In Abbildung 6.6 sind die – durch die in den Abbildungen 6.3 bis 6.5 dargestellten Ausschlußbereiche im Parameterraum implizierten – nicht zugelassenen Massenintervalle rot über $\tan\beta$ aufgetragen. Chargino-Massen unter 45 GeV wurden bereits durch Untersuchungen bei LEP1 ausgeschlossen und sind blau angedeutet.

Betrachtet man als ungünstigsten Fall die vom Zerfallsmodus unabhängigen Massengrenzen für $m_0 = 200$ GeV, so können zusätzlich zur LEP1-Grenze von 45 GeV für $\tan\beta > 10$ Chargino-Massen zwischen 50 und 99 GeV ausgeschlossen werden. Für Werte von $\tan\beta \lesssim 2$ ist die Angabe neuer Massengrenzen hier leider nicht möglich, jedoch ist dieser Bereich durch die Suche nach MSSM-Higgs-Bosonen bei LEP praktisch ausgeschlossen [67]. Für $m_0 = 500$ GeV sind in diesem Zerfallskanal – bis auf den Streifen zwischen 45 und 48 GeV – alle $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ unter 100 GeV ausgeschlossen. Der Nichtausschluß von Massen knapp über 45 GeV u. a. in diesem Fall wird durch die abnehmende Signaleffizienz für kleine Werte von $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ verursacht (siehe z. B. Tab. 5.14). Die Analysen wurden jedoch bewußt so ausgelegt, um eine möglichst große Effizienz bei Massen knapp unterhalb der kinematischen Grenze zu erzielen, wodurch das Entdeckungspotential maximiert werden sollte. Betrachtet man Szenarien, bei denen der direkte Zerfallskanal deutlich bevorzugt ist – dies ist z. B. für Werte der λ' -Kopplungen knapp unter den in [23] angegebenen oberen Grenzen der Fall [65] –, so läßt sich ohne Einschränkungen an $\tan\beta$ oder m_0 eine untere Grenze von 99 GeV auf $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ angeben.

Indirekte λ' -Zerfälle

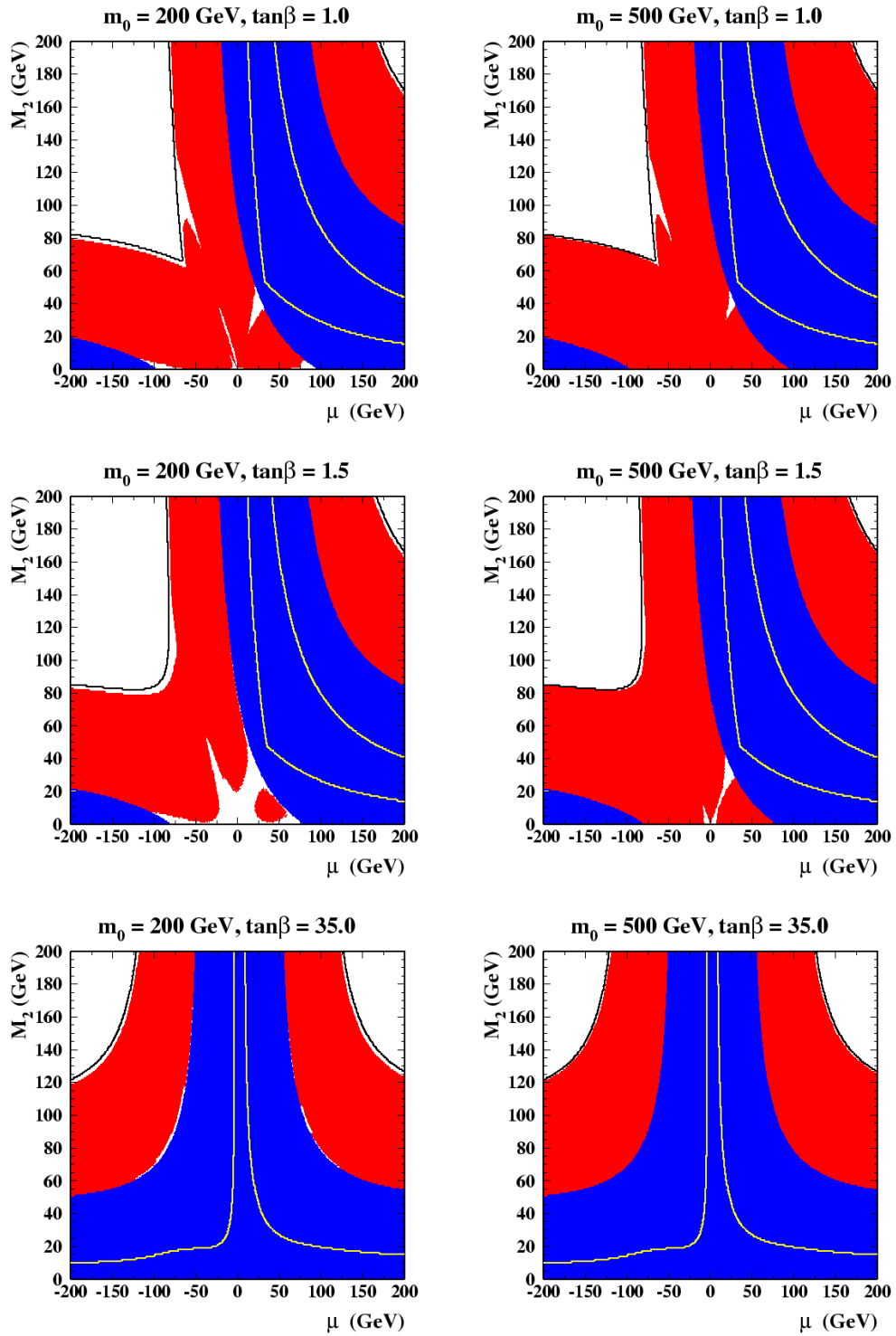


Abbildung 6.3: Ausschlußgrenzen im Parameterraum aus den Ergebnissen der Suche nach indirekten Chargino-Zerfällen via λ' . Erläuterungen im Text.

Direkte λ' -Zerfälle

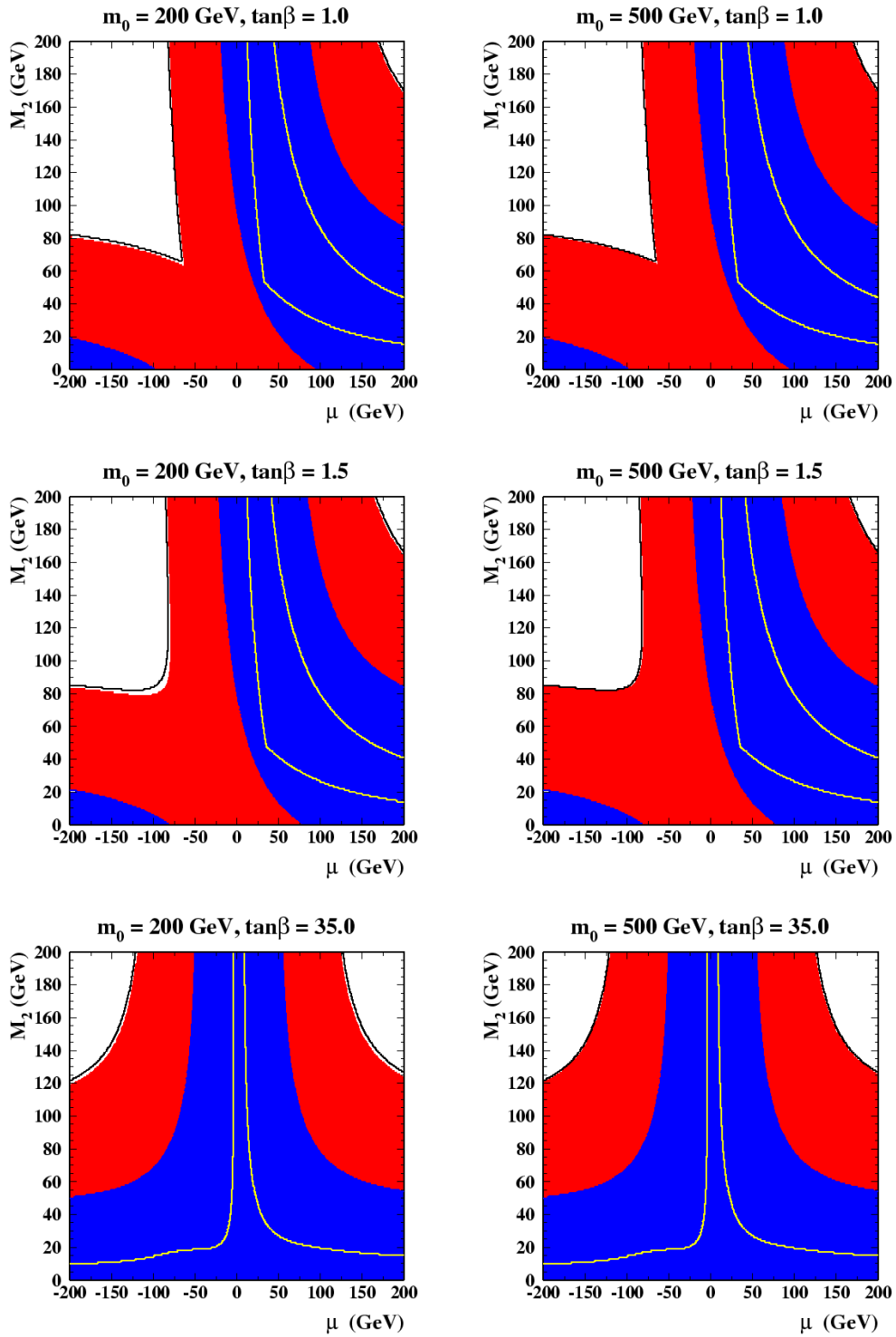


Abbildung 6.4: Ausschlußgrenzen im Parameterraum aus den Ergebnissen der Suche nach direkten Chargino-Zerfällen via λ' . Erläuterungen im Text.

λ' -Zerfälle (unabhängig vom Zerfallsmodus)

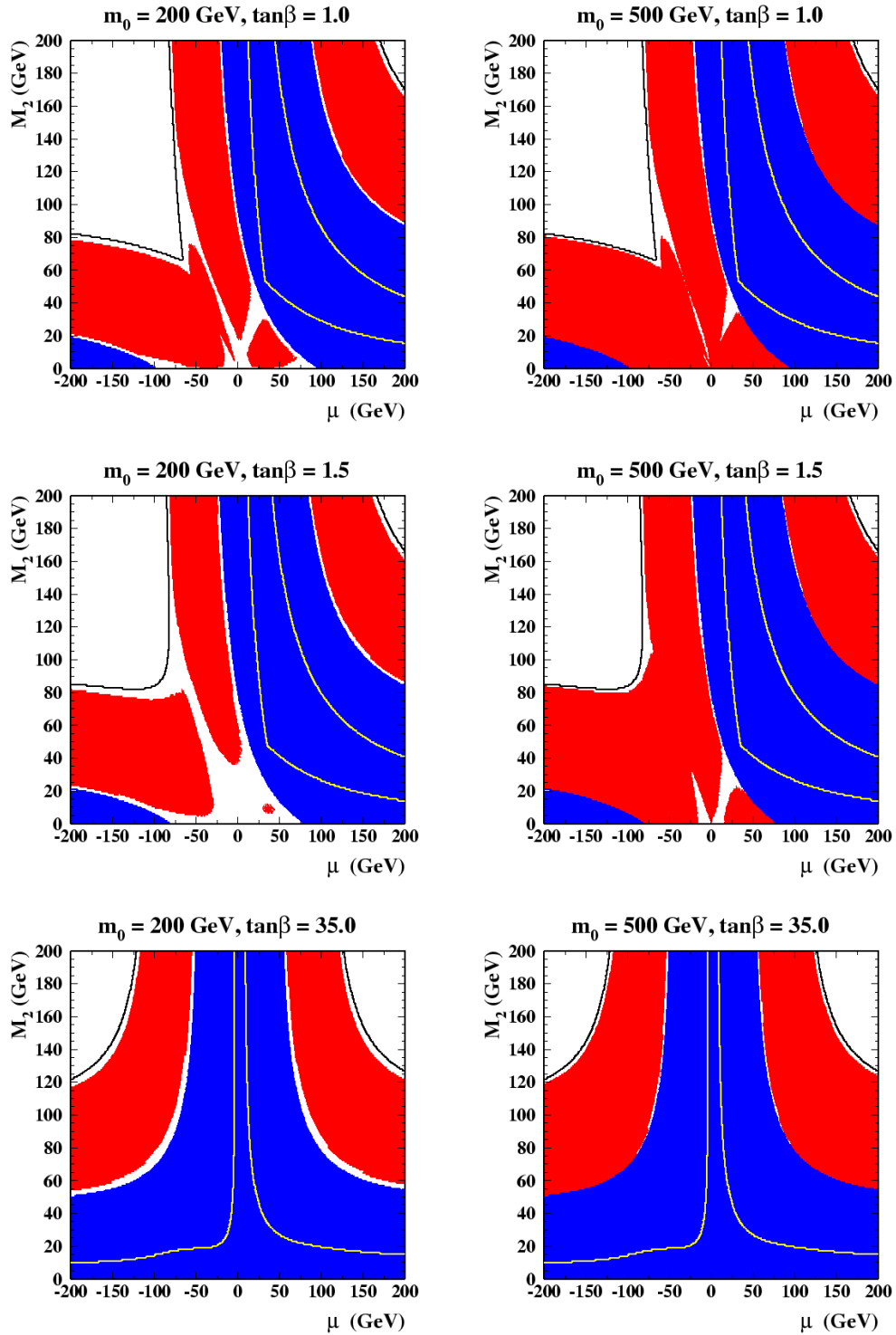


Abbildung 6.5: Ausschlußgrenzen im Parameterraum aus der Kombination der Ergebnisse der Suchen nach indirekten und direkten Chargino-Zerfällen via λ' . Erläuterungen im Text.

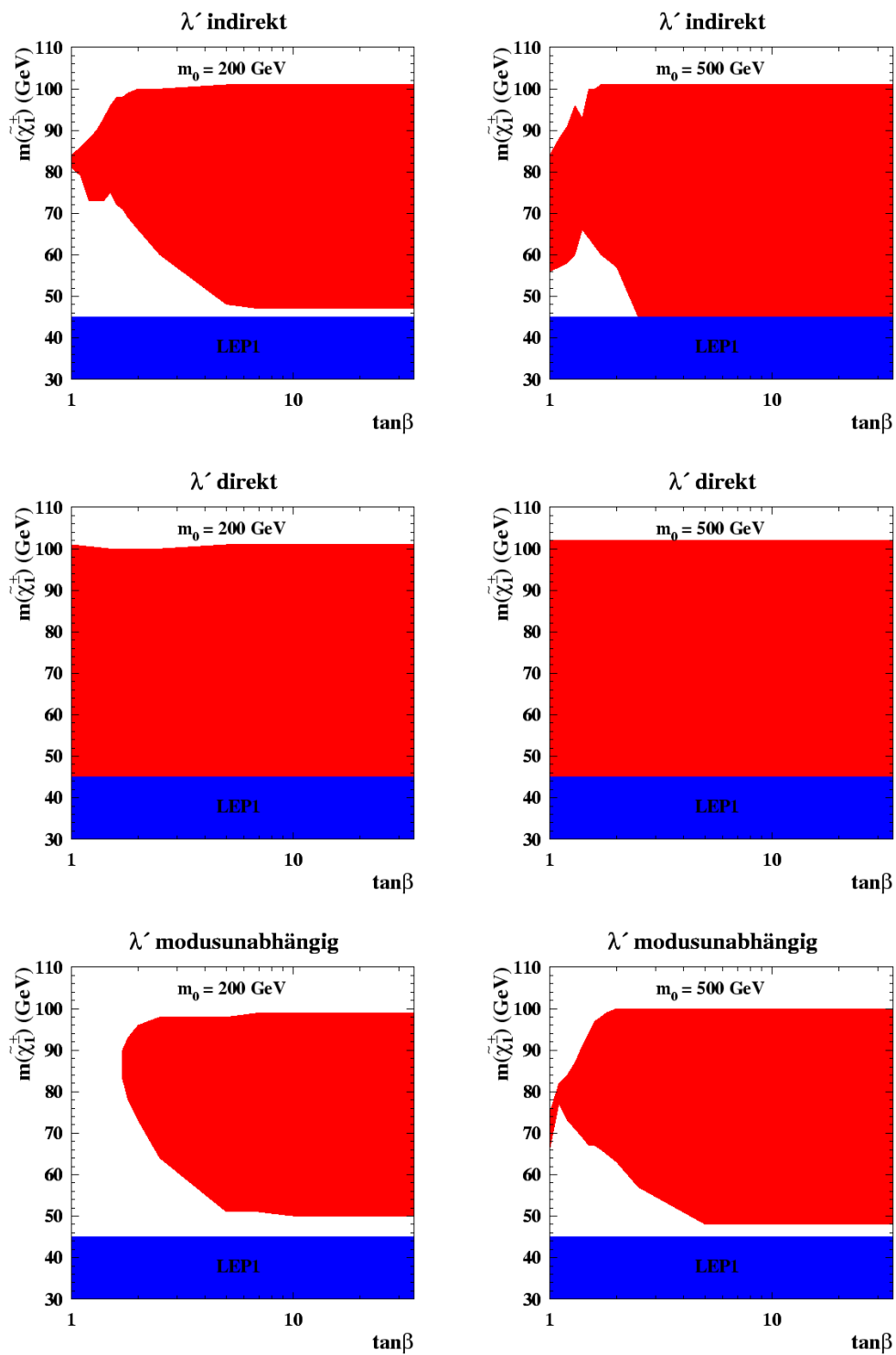


Abbildung 6.6: $\tilde{\chi}_1^\pm$ -Massengrenzen. Erläuterungen im Text.

Bei der Interpretation der Ergebnisse der Suche nach indirekten Slepton-Zerfällen im Rahmen des CMSSM wurde aus den im folgenden geschilderten Gründen darauf verzichtet, Grenzen im Parameterraum anzugeben. Zwar hängt der Wirkungsquerschnitt für die Paarerzeugung von Smyonen und Staus nur von deren Massen und den Eichkopplungen des Standardmodells ab, im Falle der Selektrenen führt der Beitrag durch den Neutralino-Austausch im t -Kanal (Abb. 2.1) aber wiederum zu einer Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von den Parametern $\tan\beta$, μ und M_2 . Auch die Verzweigungsverhältnisse für direkte bzw. indirekte R_p -verletzende Zerfälle sind in hohem Maße von der Wahl dieser Parameter und der Größenordnung der λ -Kopplung abhängig. Abbildung 6.7 zeigt die mit den Ergebnissen von Abschnitt 5.2 stattdessen erstellten Ausschlußgrenzen in der $m_{\tilde{\tau}_{\pm}}-m_{\tilde{\chi}_1^0}$ -Ebene für $\tan\beta = 1,5$ und $\mu = -200$ GeV für Selektrenen und Smyonen. Für eine Neutralino-Masse von $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 10$ GeV kann man hieraus untere Grenzen auf die Selektion- bzw. Smyon-Masse von $m_{\tilde{\tau}} > 92$ bzw. $m_{\tilde{\mu}} > 87$ GeV ablesen. Wegen der relativ niedrigen Signaleffizienz und des „Überschusses“ von $1,8\sigma$ im Kanal $e^+e^- \rightarrow \tilde{\tau}^+\tilde{\tau}^- \rightarrow \tau^+\tau^-\nu qq\nu qq$ (vgl. Tabelle 5.8) liegt die Wirkungsquerschnittsgrenze für die Paarproduktion von Staus deutlich höher als die für Selektrenen und Smyonen und ebenfalls für jede Wahl der Parameter über den theoretischen Vorhersagen. Daher läßt sich leider keine Stau-Massengrenze bestimmen.

Aus dem Vergleich der in Kapitel 5 bestimmten Wirkungsquerschnittsgrenzen für den Prozeß $e^+e^- \rightarrow \tilde{t}_1\tilde{t}_1$ mit der theoretischen Vorhersage für verschiedene Werte des Stop-Mischungswinkels $\theta_{\tilde{t}}$ (vgl. Abb. 5.4) kann eine parameterunabhängige untere Grenze auf die Masse des \tilde{t}_1 von $m_{\tilde{t}_1} > 96$ GeV angegeben werden.

Die in diesem Kapitel vorgestellten Betrachtungen sind natürlich keinesfalls erschöpfend. Es wurde lediglich versucht, Aussagen für eine „kanonische“ Wahl der CMSSM-Parameter zu machen. Ein großer Vorteil der in Kapitel 5 abgeleiteten Wirkungsquerschnittsgrenzen ist ihre Gültigkeit über einen weiten Bereich dieser Parameter. Eine Überprüfung von Modellen, die Endzustände mit denselben Topologien wie die in dieser Arbeit untersuchten voraussagen, jedoch andere Parameterbereiche als die hier beschriebenen bevorzugen, sollte somit ebenfalls problemlos möglich sein.

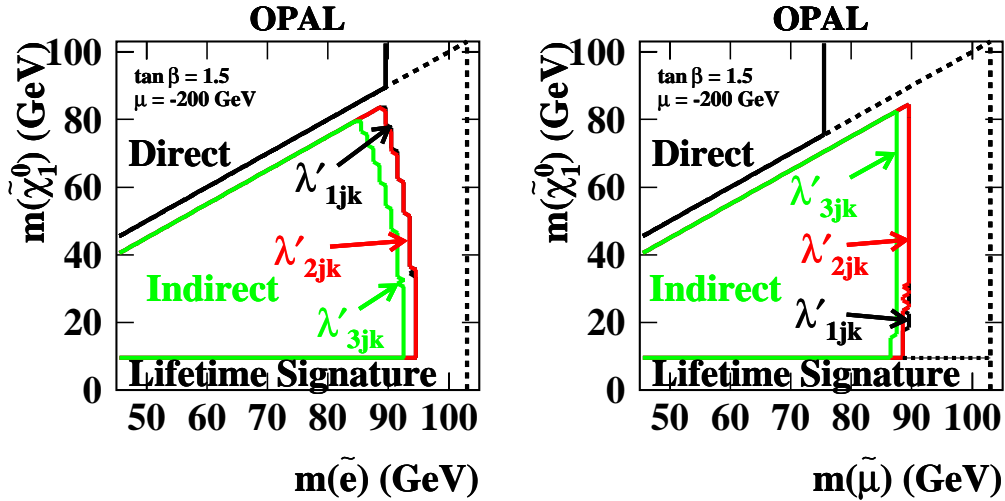


Abbildung 6.7: Ausschlußgrenzen in der $m_{\tilde{\ell}^\pm} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$ -Ebene für Zerfälle über die Kopplung λ' (aus [68]). Die senkrechte gestrichelte Linie gibt die kinematische Grenze an, oberhalb der gestrichelten Geraden mit der Steigung eins gilt $m_{\tilde{\chi}_1^0} > m_{\tilde{\ell}^\pm}$, indirekte Zerfälle sind hier nicht möglich. Die aus den Ergebnissen von Abschnitt 5.2 bestimmten Grenzen sind für die drei untersuchten Kopplungen getrennt eingezeichnet. Im hierdurch ausgeschlossenen Bereich steht „Indirect“. Da nur Massendifferenzen $m_{\tilde{\ell}^\pm} - m_{\tilde{\chi}_1^0} > 5$ GeV untersucht wurden, kann der 5 GeV breite Streifen unterhalb des Bereiches mit $m_{\tilde{\chi}_1^0} > m_{\tilde{\ell}^\pm}$ nicht ausgeschlossen werden. Der aus den in dieser Arbeit nicht beschriebenen Untersuchungen der direkten Zerfälle $\tilde{\ell} \rightarrow qq$ gewonnene Ausschlußbereich ist mit „Direct“ bezeichnet. Für kleine Neutralino-Massen werden Effekte durch die dann relativ lange Lebensdauer der Sleptonen erwartet. Um dies anzudeuten, steht im Bereich mit $m_{\tilde{\chi}_1^0} < 10$ GeV „Lifetime Signature“.

Schlußbemerkungen

Aber ach! Ich fand sie nie. [69]

Im Rahmen dieser Arbeit wurde in Endzuständen mit Jets und Leptonen nach Anzeichen R -paritätsverletzender Zerfälle von Sleptonen, Stops und Gauginos gesucht. Diese Arbeit ist somit ein Beitrag zur möglichst umfassenden Untersuchung aller denkbaren Szenarien mit R_p -Verletzung bei OPAL, zu der auch die bereits mehrfach erwähnten Analysen von Endzuständen zählen, in denen ausschließlich Leptonen oder Jets nachgewiesen wurden. Da die in vielen Modellen geforderte Erhaltung von R_p lediglich phänomenologisch motiviert, nicht jedoch theoretisch begründet wird, ist es unerlässlich, auch Szenarien mit R_p -Verletzung zu betrachten, zumal die Phänomenologie in diesen Fällen deutliche Abweichungen von der „Standard-SUSY-Signatur“ zeigt. Diese Standard-Signatur besteht im wesentlichen aus fehlender Energie, da supersymmetrische Teilchen in Kaskaden in das als stabil angenommene LSP $\tilde{\chi}_1^0$ zerfallen, welches nicht nachgewiesen werden kann. Weder in den hier beschriebenen 43 Zerfallskanälen noch in allen anderen, die bei OPAL untersucht wurden, konnten Anzeichen für neue Phänomene entdeckt werden. Die Ergebnisse der Analysen wurden daher verwendet, um Grenzen auf Erzeugungswirkungsquerschnitte und CMSSM-Parameter zu bestimmen. Unter den in Kapitel 6 beschriebenen Voraussetzungen ließen sich untere Grenzen auf die Massen von Stop, Seletron, Smyon und leichtestem Chargino ableiten:

$$m_{\tilde{t}_1} > 96 \text{ GeV} , \quad m_{\tilde{e}} > 92 \text{ GeV} \quad m_{\tilde{\mu}} > 87 \text{ GeV} \quad \text{und} \quad m_{\tilde{\chi}_1^\pm} > 99 \text{ GeV} .$$

R_p -verletzende Szenarien wurden nicht allein bei LEP untersucht. Auch mit den Detektoren am Elektron-Proton-Beschleuniger HERA und am Proton-Antiproton-Ring Tevatron wurde und wird nach dieser Art von „neuer Physik“ gesucht [70, 71].

Am LHC (Large Hadron Collider) werden ab 2007 Protonen bei einer Schwerpunktsenergie von 14 TeV zur Kollision gebracht. Es wird erwartet,

daß bei solch hohen Energien ein großer Teil des supersymmetrischen Teilchenspektrums zugänglich ist. Falls SUSY in der Natur überhaupt realisiert ist, wird man dort verschiedene SUSY-Modelle überprüfen können, auch solche, in denen R_p -verletzende Prozesse vorhergesagt werden [72].

Literaturverzeichnis

- [1] Th. Mann, *Der Zauberberg*, Fischer, Frankfurt, 2000.
- [2] O. Nachtmann, *Phänomene und Konzepte der Elementarteilchenphysik*, Vieweg, Braunschweig, 1986.
- [3] D. Griffiths, *Einführung in die Elementarteilchenphysik*, Akademie Verlag, Berlin, 1996.
- [4] B. Povh, *Teilchen und Kerne*, Springer, Berlin, 1997.
- [5] L. H. Ryder, *Quantum Field Theory*, Cambridge University Press, Cambridge, 1996.
- [6] M. Schottenloher, *Geometrie und Symmetrie in der Physik*, Vieweg, Braunschweig, 1995.
- [7] Particle Data Group, S. Eidelman *et al.*, *Review of Particle Physics*, Phys. Lett. B **592** (2004) 1.
- [8] OPAL Collaboration, G. Abbiendi *et al.*, *QCD studies with e^+e^- annihilation data at 172–189 GeV*, Eur. Phys. J. C **16** (2000) 185.
- [9] C. W. Misner, K. S. Thorne, J. A. Wheeler, *Gravitation*, Freeman, New York, 1973.
- [10] S. P. Martin, *A Supersymmetry Primer*, <http://arxiv.org/abs/hep-ph/9709356>
- [11] H. P. Nilles, *Supersymmetry, Supergravity and Particle Physics*, Phys. Rep. **110** (1984) 1.
- [12] S. Dawson, *The MSSM and Why it Works*, <http://arxiv.org/abs/hep-ph/9712464>
- [13] H. Dreiner, *An Introduction to Explicit R-Parity Violation*, <http://arxiv.org/abs/hep-ph/9707435>

- [14] OPAL Collaboration, G. Abbiendi *et al.*, *Searches for prompt light gravitino signatures in e^+e^- collisions at $\sqrt{s} = 189$ GeV*, Phys. Lett. B **501** (2001) 12.
- [15] A. B. Lahanas, D. V. Nanopoulos, *The Road to No-Scale Supergravity*, Phys. Rep. **145** (1987) 1.
- [16] M. Carena *et al.*, *Analytical expressions for radiatively corrected Higgs masses and couplings in the MSSM*, Phys. Lett. B **355** (1995) 209.
- [17] OPAL Collaboration, G. Abbiendi *et al.*, *Search for a low mass CP-odd Higgs boson in e^+e^- collisions with the OPAL detector at LEP2*, Eur. Phys. J. C **27** (2003) 483.
- [18] OPAL Collaboration, G. Abbiendi *et al.*, *A search for neutral Higgs bosons in the MSSM and models with two scalar field doublets*, Eur. Phys. J. C **5** (1998) 19.
- [19] The LEP Working Group for Higgs Boson Searches, *Search for the Standard Model Higgs boson at LEP*, Phys. Lett. B **565** (2003) 61.
- [20] J. Ellis *et al.*, *Supersymmetric Relics from the Big Bang*, Nucl. Phys. B **238** (1984) 453.
- [21] S. Ambrosanio *et al.*, *Searches for New Physics*, in: G. Altarelli, T. Sjöstrand, F. Zwirner (Hrsg.), *Physics at LEP2, Vol. 1*, CERN 96-01 (1996) 463.
- [22] S. Dawson, *R-Parity Breaking in Supersymmetric Theories*, Nucl. Phys. B **261** (1985) 297.
- [23] G. Bhattacharyya, *R-parity Violating Supersymmetric Yukawa Couplings: A Mini-review*, <http://arxiv.org/abs/hep-ph/9608415>
- [24] A. Y. Smirnov, F. Vissani, *Upper bound on all products of R-parity violating couplings λ' and λ'' from proton decay*, Phys. Lett. B **380** (1996) 317.
- [25] OPAL Collaboration, G. Abbiendi *et al.*, *Precise determination of the Z resonance parameters at LEP: "Zedometry"*, Eur. Phys. J. C **19** (2001) 587.
- [26] OPAL Collaboration, K. Ahmet *et al.*, *The OPAL detector at LEP*, Nucl. Instr. Meth. A **305** (1991) 275.

- [27] Particle Data Group, D. E. Groom *et al.*, *Review of Particle Physics*, Eur. Phys. J. C **15** (2000) 1.
- [28] S. Anderson *et al.*, *The extended OPAL silicon strip microvertex detector*, Nucl. Instr. Meth. A **403** (1998) 326.
- [29] O. Biebel *et al.*, *Performance of the OPAL jet chamber*, Nucl. Instr. Meth. A **323** (1993) 169.
- [30] A. Arbuzov *et al.*, *The present theoretical error on the Bhabha scattering cross section in the luminometry region at LEP*, Phys. Lett. B **383** (1996) 238.
- [31] OPAL Collaboration, K. Ackerstaff *et al.*, *Tests of the standard model and constraints on new physics from measurements of fermion-pair production at 130-172 GeV at LEP*, Eur. Phys. J. C **2** (1998) 441.
- [32] B. E. Anderson *et al.*, *The OPAL silicon-tungsten calorimeter front end electronics*, IEEE Trans. Nucl. Sci. **41** (1994) 845.
- [33] OPAL Collaboration, P. D. Acton *et al.*, *The Forward-Backward Asymmetry of $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$ and $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$ Using Leptons in Hadronic Z^0 Decays*, Z. Phys. C **60** (1993) 19.
- [34] OPAL Collaboration, G. Alexander *et al.*, *Measurement of heavy quark forward-backward asymmetries and average B mixing using leptons in multihadronic events*, Z. Phys. C **70** (1996) 357.
- [35] OPAL Collaboration, G. Abbiendi *et al.*, *Search for Higgs bosons in e^+e^- collisions at 183 GeV*, Eur. Phys. J. C **7** (1999) 407.
- [36] S. Catani *et al.*, *New clustering algorithm for multijet cross sections in e^+e^- annihilation*, Phys. Lett. B **269** 432.
- [37] S. Katsanevas, P. Morawitz, *SUSYGEN 2.2 – A Monte Carlo event generator for MSSM sparticle production at e^+e^- colliders*, Comp. Phys. Comm. **112** (1998) 227.
- [38] T. Sjöstrand, *High-energy-physics event generation with PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4*, Comp. Phys. Comm. **82** (1994) 74.
- [39] OPAL Collaboration, K. Ackerstaff *et al.*, *Search for scalar top and scalar bottom quarks at $\sqrt{s} = 183$ GeV at LEP*, Eur. Phys. J. C **6** (1999) 225.

- [40] B. Andersson *et al.*, *Parton fragmentation and string dynamics*, Phys. Rep. **97** (1983) 31.
- [41] C. Peterson *et al.*, *Scaling violations in inclusive e^+e^- annihilation spectra*, Phys. Rev. D **27** 105.
- [42] ALEPH Collaboration, D. Decamp *et al.*, *Searches for new particles in Z decays using the ALEPH detector*, Phys. Rep. **216** (1992) 253.
- [43] S. Jadach, W. Płaczek, B.F.L. Ward, *BHWIDE 1.00: $O(\alpha)$ YFS exponential Monte Carlo for Bhabha scattering at wide angles for LEP1/SLC and LEP2*, Phys. Lett. B **390** (1997) 298.
- [44] D. Karlen, *Radiative Bhabha scattering for singly tagged and untagged configurations*, Nucl. Phys. B **289** (1987) 23.
- [45] S. Jadach, B.F.L. Ward, Z. Wąs, *The precision Monte Carlo event generator KK for two-fermion final states in e^+e^- collisions*, Comp. Phys. Comm. **130** (2000) 260.
- [46] S. Jadach, B.F.L. Ward, Z. Wąs, *The Monte Carlo program KORALZ version 4.0 for lepton or quark pair production at LEP/SLC energies*, Comp. Phys. Comm. **79** (1994) 503.
- [47] S. Jadach *et al.*, *The τ decay library TAUOLA, version 2.4*, Comp. Phys. Comm. **76** (1993) 361.
- [48] T. Sjöstrand *et al.*, *High-energy-physics event generation with PYTHIA 6.1*, Comp. Phys. Comm. **130** (2001) 238.
- [49] J.A.M. Vermaseren, *Two-photon processes at very high energies*, Nucl. Phys. B **229** (1983) 347.
- [50] R. Engel, J. Ranft, *Hadronic photon-photon interactions at high energies*, Phys. Rev. D **54** (1996) 4244.
- [51] A. Buijs *et al.*, *TWOGEN – a simple Monte Carlo generator for two-photon reactions*, Comp. Phys. Comm. **79** (1994) 523.
- [52] J. Fujimoto *et al.*, *grc4f v1.1: a four-fermion event generator for e^+e^- collisions*, Comp. Phys. Comm. **100** (1997) 128.
- [53] S. Jadach *et al.*, *Monte Carlo program KoralW 1.42 for all four-fermion final states in e^+e^- collisions*, Comp. Phys. Comm. **119** (1999) 272.

- [54] E. Barberio, Z. Was, *PHOTOS – a universal Monte Carlo for QED radiative corrections: version 2.0*, Comp. Phys. Comm. **79** (1994) 291.
- [55] J. Allison *et al.*, *The detector simulation program for the OPAL experiment at LEP*, Nucl. Instr. Meth. A **317** (1992) 47.
- [56] J. Allison *et al.*, *An application of the GEANT3 geometry package to the description of the OPAL detector*, Com. Phys. comm. **47** (1987) 55.
- [57] K. Klein, *A Search for Sleptons with Intermediate Lifetimes in e^+e^- Collisions at $\sqrt{s} = 189 - 209$ GeV*, Dissertation, Universität Heidelberg, 2002.
- [58] OPAL Collaboration, G. Abbiendi *et al.*, *Measurement of the mass and width of the W boson in e^+e^- collisions at 189 GeV*, Phys. Lett. B **507** (2001) 29.
- [59] A. G. Frodesen, O. Skjeggstad, H. Tøfte, *Probability and Statistics in Particle Physics*, Universitetsforlaget, Bergen, 1979.
- [60] OPAL Collaboration, G. Abbiendi *et al.*, *Search for R-parity violating decays of scalar fermions at LEP*, Eur. Phys. J. C **12** (2000) 1.
- [61] M. G. Bowler, *e^+e^- Production of Heavy Quarks in the String Model*, Z. Phys. C **11** (1981) 169.
- [62] T. Junk, *Confidence level computation for combining searches with small statistics*, Nucl. Inst. Meth. A **434** (1999) 435.
- [63] S. Braibant-Giacomelli, M. Fanti, P. Giacomelli, G. Masetti, G. Pasztor (private Mitteilung).
- [64] OPAL Collaboration, G. Abbiendi *et al.*, *Searches for R-parity violating decays of Gauginos at 183 GeV at LEP*, Eur. Phys. J. C **11** (1999) 619.
- [65] H. Dreiner, S. Lola, P. Morawitz, *Chargino pair production at LEP2 with broken R-parity: 4-jet final states*, Phys. Lett. B **389** (1996) 62.
- [66] N. Polonsky, *Supersymmetric b - τ unification, gauge unification, and fixed points*, Phys. Rev. D **54** (1996) 4537.
- [67] The LEP Higgs Working Group, *Searches for the Neutral Higgs Bosons of the MSSM: Preliminary Combined Results Using LEP Data Collected at Energies up to 209 GeV*, LHWG Note 2001-04, <http://arxiv.org/abs/hep-ex/0107030>

- [68] OPAL Collaboration, G. Abbiendi *et al.*, *Search for R-parity violating decays of sfermions at LEP*, Eur. Phys. C **33** (2004) 149.
- [69] H. Heine, *Buch der Lieder*, Reclam, Stuttgart, 1993.
- [70] H1 Collaboration, A. Aktas *et al.*, *Search for squark production in R-parity violating supersymmetry at HERA*, Eur. Phys. J. C **36** (2004) 425.
- [71] CDF Collaboration, D. Acosta *et al.*, *Search for Pair Production of Scalar Top Quarks in R-Parity Violating Decay Modes in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV*, Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 051803.
- [72] B. C. Allanach *et al.*, *Measuring supersymmetric particle masses at the LHC in scenarios with Baryon-number R-parity violating couplings*, JHEP 0103 (2001) 048.