

Rekonstruktion von Neutralinos mit TESLA

Diplomarbeit
von
Markus Ball



II. Institut für Experimentalphysik
Universität Hamburg
Januar 2003

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	4
2	Theoretische Grundlagen	7
2.1	Die Teilchen des Standardmodells	7
2.1.1	Probleme des Standardmodells	8
2.2	Einführung in die Supersymmetrie	9
2.2.1	Supersymmetrie-Algebra	9
2.2.2	Chirale Superfelder	11
2.2.3	Vektorsuperfelder	12
2.2.4	Die Teilchen des MSSM	13
2.2.5	R-Parität	14
2.2.6	Supersymmetriebrechung	14
2.2.7	Neutralinomischung	16
2.2.8	Charginomischung	17
2.3	Suchstrategie zur Rekonstruktion der SUSY-Parameter	18
2.3.1	Die Rekonstruktion des Chargino/Neutralino-Systems	18
2.3.2	Neutralino Produktion und Zerfall	20
2.3.3	Sleptonproduktions-Prozesse	22
2.3.4	Der Modellpunkt SPS1a	24
3	Präzision der Bestimmung des SUSY-Parameters M_1	27
3.1	Bestimmung der Genauigkeit von M_1	27
3.2	Bereiche unterschiedlichen "Confidence Levels"	29
4	Was ist TESLA ?	34
4.1	Der TESLA-Beschleuniger	34
4.2	Der TESLA Detektor	35
4.2.1	Das zentrale Spursystem	38
4.2.2	Die Kalorimeter	41
4.2.3	Die Maske	42
4.3	Schnelle Detektor-Simulation	43

4.3.1	SIMDET	44
5	Analyse des Prozesses $\chi_1^0 \chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0 \chi_1^0 \tau^+ \tau^-$	46
5.1	Die Simulation der Signal- und Untergrundprozesse	46
5.1.1	SUSYGEN	46
5.1.2	PYTHIA	47
5.2	Endpunktmethode zur Massenrekonstruktion	47
5.3	Die Massenrekonstruktion von $\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^\pm \pi^\mp \nu_\tau$	49
5.3.1	Auswahlverfahren zur Rekonstruktion der Neutrino Impulse	54
5.3.2	Ergebnisse des Auswahlverfahrens	55
6	Selektion und Rekonstruktion	61
6.1	Ereignisselektion	61
6.1.1	Schnittselektion	62
6.2	Messung des Wirkungsquerschnitts	67
6.3	Abschätzung des statistischen Fehlers für $\delta(\Delta m)$	68
6.3.1	Fit-Methode zur Bestimmung von $\delta(\Delta m)$	68
6.3.2	Zähl-Methode zur Bestimmung von $\delta(\Delta m)$	71
6.3.3	Bewertung der Ergebnisse	73
7	Zusammenfassung und Ausblick	78

Kapitel 1

Einleitung

Symmetrien sind zentrale Bestandteile physikalischer Theorien. Sie sind ein entscheidendes Element für die Ordnung der fundamentalen Bausteine der Materie. Sie begründen ebenfalls die Existenz von Kraftfeldern und spielen daher auch in der Dynamik eine wesentliche Rolle. Von herausragender Bedeutung sind die Eichsymmetrien, welche die Grundlage für die starke und die elektroschwache Wechselwirkung bilden. Vor ca. 30 Jahren entstand das Konzept der Supersymmetrie (SUSY) [13] [14]. Das SUSY-Konzept ordnet jedem fermionischen Freiheitsgrad einen bosonischen Freiheitsgrad zu und umgekehrt, und fasst Teilchen, die sich im Spin um $\frac{1}{2}$ unterscheiden zu einem Multiplett zusammen. Die Zuordnung von bosonischen und fermionischen Freiheitsgraden ist mit den uns bisher bekannten Teilchen nicht möglich. Da bisher noch keine supersymmetrischen Teilchen gefunden werden konnten, kann SUSY nicht als eine exakte Symmetrie in der Natur realisiert sein. Die derzeit im Bau bzw. in der Planung befindliche neue Generation von Beschleunigern, der Hadron-Beschleuniger LHC¹ und ein zukünftiger Elektron-Positron-Linearbeschleuniger wie z.B. TESLA (siehe Kapitel 4), eröffnen den Zugang zu neuen Energiebereichen, in denen potentiell erste experimentelle Hinweise für eine Supersymmetrie gefunden werden könnten.

Einer der zentralen Hinweise auf die Existenz einer supersymmetrischen Theorie ist, dass in ihrem Rahmen eine Vereinigung der Kopplungskonstanten der elektroschwachen und der starken Kraft am GUT-Punkt möglich ist (siehe Abb. 1.1) [1]. Die Vereinigung der drei Kräfte zu einer Großvereinheitlichten Theorie (GUT²) führt zu einer außerordentlich wichtigen Vorhersage für den elektroschwachen Mischungswinkel $\sin^2 \theta_W$ im Standardmodell. Dieser Mischungswinkel beschreibt die relative Stärke der U_1 -Kopplung zur SU_2 -

¹Large Hadron Collider (LHC)

²Grand Unified Theory

Kopplung. Wird diese Größe an der Vereinigungsskala zu niedrigen Energien extrapoliert, so ergibt sich der Wert

$$\sin \theta_W = 0.2355 \pm 0.0017$$

während im Experiment der Wert [17]

$$\sin \theta_W = 0.2310 \pm 0.0002$$

gemessen wurde. Die hohe Übereinstimmung in diesem Vergleich zwischen theoretischer Voraussage und späterem experimentellen Messwert bildet, wenn auch keinen Beweis, so doch eine feste Basis für die hypothetische Erweiterung des Teilchenspektrums im Standardmodell (SM) um einen supersymmetrischen Sektor.

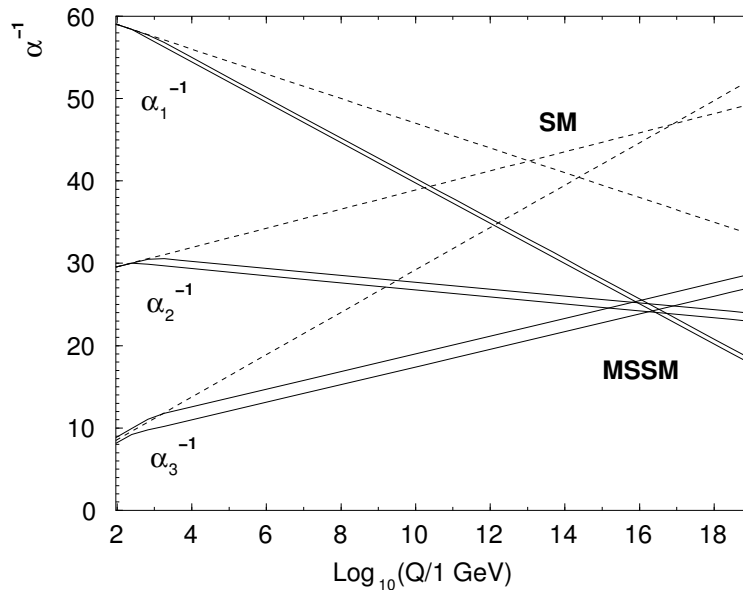


Abbildung 1.1: Werden die starken und elektroschwachen Eichkopplungen von Messwerten an der elektroschwachen Skala extrapoliert, so treffen sie sich nur im Falle eines Minimal Super Symmetrischen Modells in einem Punkt. Er liegt bei $\Lambda_U \approx 2 \cdot 10^{16} \text{ GeV}$. Im SM gelingt diese Vereinheitlichung nicht.

In dieser Arbeit soll für das Neutralino-System $e^+e^- \rightarrow \chi_2^0\chi_1^0$ innerhalb eines möglichen SUSY-Szenarios eine Suchstrategie entwickelt werden, die es ermöglicht die Ereignisse dieses Prozesses eindeutig von anderen Prozessen zu unterscheiden. Innerhalb dieses Szenarios lassen sich dann die Fragen: *Wie ?*,

Wie präzise ? und Mit Welchen Methoden ? die Observablen des Systems, das heisst in diesem Fall die Massen und Wirkungsquerschnitte, gemessen werden können, beantworten. Die Analyse bezieht sich auf die erste Ausbaustufe des geplanten TESLA-Beschleunigers mit einer Schwerpunktsenergie von 500 GeV.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

2.1 Die Teilchen des Standardmodells

Das Standardmodell (SM) der Elementarteilchenphysik beschreibt bisher alle Experimente der Teilchenphysik mit hoher Präzision. Es vereinigt das Glashow-Salam-Weinberg-Modell (GSW-Modell) [2] [3] [4] [5], welches ein Modell für die elektroschwache Wechselwirkung ist, und die Quantenchromodynamik (QCD) [6] [7], die ein Modell für die starke Kraft ist. Es gibt 3 Familien von Leptonen und Quarks, insgesamt zwölf Fermionen, welche die Bausteine der Materie bilden und einen Spin von $S = \frac{1}{2}$ besitzen. Die Fermionen wechselwirken über den Austausch von Bosonen. Die Art der Wechselwirkung wird durch das ausgetauschte Boson bestimmt. Es gibt vier fundamentale Wechselwirkungen. Sie sind in Tab. 2.1 aufgezählt. Das letz-

Wechselwirkung	Austauschboson	wirkt zwischen
Stark	Gluon g	Quarks
Schwach	$W^\pm$ und Z^0	allen Teilchen
Elektromagnetisch	Photon γ	geladenen Teilchen
<i>Gravitation</i>	<i>Graviton G</i>	<i>allen Teilchen</i>

Tabelle 2.1: *Die Liste der vier fundamentalen Wechselwirkungen und ihrer Austauschbosonen. Die Gravitation ist mit Abstand die schwächste der Kräfte und wird im Standardmodell nicht berücksichtigt.*

te bisher noch unentdeckte Teilchen ist das Higgs-Boson, welches mit einem Spin 0 erwartet wird. Es ist dafür verantwortlich, dass sowohl Bosonen, als auch Fermionen Masse erhalten. Die starke und die elektroschwache¹ Kraft

Bezeichnung der Teilchen	Boson	Fermion
W Boson	$W^\pm$	
Z Boson	Z^0	
Photon	γ	
Gluon	g	
Quarks		(u,d) (c,s) (t,b)
3 Familien		
Leptonen		(e, ν_e) (μ, ν_μ) (τ, ν_τ)
3 Familien		
Higgs Boson	H	

Tabelle 2.2: Die Teilchen des Standardmodells

werden durch lokale Eichfeldtheorien beschrieben. Da lokale Eichfeldtheorien generell renormierbar sind und somit stets zu endlichen, also physikalisch sinnvollen Ergebnissen führen, sind sie ein guter Ansatz zur Beschreibung für die in der Natur auftretenden Prozesse. Dies führt zu einer vereinheitlichten Beschreibungsweise der $SU(3)_c$ - und der $SU(2)_L \times U(1)_Y$ -Eichgruppe zur Eichgruppe des Standardmodells:

$$SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$$

Im SM werden die Massen der Teilchen durch den Higgs-Mechanismus [8] [9] erzeugt. Ein weiteres skalares Feld und ein geeignetes skalares Potential sind dafür verantwortlich, dass die der elektroschwachen Kraft zugrundeliegende Symmetrie spontan gebrochen wird:

$$V(\Phi) = m^2 \Phi \Phi^\dagger + \lambda (\Phi \Phi^\dagger)^2, \text{ mit } m^2 < 0, \lambda > 0.$$

2.1.1 Probleme des Standardmodells

Trotz des großen Erfolges des Standardmodells gibt es Hinweise, dass es sich lediglich um eine niederenergetische Näherung einer umfassenderen Theorie handelt.

So nährt der Theorieerfolg der Vereinheitlichung von elektro-magnetischer und schwacher Kraft zur elektro-schwachen Kraft die Annahme, dass sich

¹Die elektroschwache Kraft ist die im GSW-Modell vereinheitlichte elektromagnetische und schwache Kraft

alle fundamentalen Wechselwirkungen bei hohen Energien vereinheitlichen lassen. Legt man dieser Annahme jedoch ausschließlich das Standardmodell zu Grunde, so lassen sich die Kopplungen der $SU(3)_C$, $SU(2)_L$ und $U(1)_Y$ auf einer Energieskala nicht an einem Punkt vereinheitlichen. Das Konzept scheint im SM nicht realisierbar zu sein (siehe Einleitung).

Das Standardmodell ist nicht in der Lage einen Grund für die große Lücke zwischen der Planck- (GUT-Skala) und der elektroschwachen Energieskala zu geben (Hierarchieproblem). Alleine kann es diese Aufspaltung weder erklären, noch einen mathematisch konsistenten Formalismus für seine Beschreibung liefern.

Fermion-Antifermion Schleifendiagramme liefern Beiträge zur Selbstenergie des Higgs-Bosons, die bereits auf Einschleifenniveau quadratisch divergent sind [11]. Um diese Divergenzen zu beseitigen, benötigt man Beiträge gleicher Größenordnung, aber mit umgekehrten Vorzeichen. Andernfalls müsste die Higgs-Masse bei der Planckskala sehr fein abgestimmt sein, um die physikalische Higgsmasse an der elektroschwachen Skala zu ergeben (fine tuning). Es gibt im Standardmodell keine Symmetrie, welche das Verschwinden der quadratischen Divergenzen sicherstellt.

Führt man weitere Felder ein, so erhält man weitere Beiträge zur Selbstenergie des Higgsbosons. Da Fermion- und Boson-Schleifenbeiträge sich um ein relatives Vorzeichen unterscheiden, besteht die Möglichkeit, dass sich beide Beiträge gegenseitig aufheben. Existiert eine Symmetrie, welche die in den Schleifen propagierende Teilchen miteinander in Verbindung bringt, so dass zu jedem Fermion ein Bosonen (und umgekehrt) existiert, verschwinden die quadratisch divergenten Beiträge, solange sich ihre Massen nicht zu stark unterscheiden. Dieser Ansatz wird im Modell der Supersymmetrie verfolgt.

2.2 Einführung in die Supersymmetrie

2.2.1 Supersymmetrie-Algebra

Die gesuchte Symmetrie muss in der Lage sein bosonische und fermionische Zustände miteinander zu verbinden. Das heisst, ein Generator Q dieser Symmetrie muss einen bosonischen in einen fermionischen Zustand umwandeln und umgekehrt:

$$\begin{aligned} Q | boson \rangle &= | fermion \rangle \\ Q | fermion \rangle &= | boson \rangle \end{aligned}$$

Im weiteren folge ich der Darstellung von [12] [10]. Die einfachste Wahl für diese Generatoren besteht aus einem zweikomponentigen Weyl-Spinor Q und

dessem konjugiertem $\bar{Q}$. Da diese Generatoren den Spin des betreffenden Zustandes um $\frac{1}{2}$ ändern, sind sie selbst ebenfalls fermionisch. Es ist daher zweckmässig - ähnlich wie bei Erzeuger- und Vernichterooperatoren für fermionische Felder - ihre Algebra mit Antikommutatoren zu beschreiben:

$$\{Q_\alpha, Q_\beta\} = \{\bar{Q}_{\dot{\alpha}}, \bar{Q}_{\dot{\beta}}\} = 0$$

$$[Q_\alpha, P_\mu] = [Q_\alpha^\dagger, P_\mu] = 0$$

$$\{Q_\alpha, \bar{Q}_{\dot{\beta}}\} = 2\sigma_{\alpha\dot{\beta}}^\mu P_\mu$$

Die Indizes α, β von Q , und $\dot{\alpha}, \dot{\beta}$ von $\bar{Q}$ haben die Werte 1 oder 2, $\sigma^\mu = (\mathbf{1}, \sigma_i)$ mit den Paulimatrizen σ_i , und P_μ ist der Translationsoperator. Der Translationsoperator muss hierbei aus Gründen der Lorentz-Kovarianz in der Antikommutatorrelation auftreten [13].

Im weiteren gilt eine Beschränkung auf eine einzige Generation von Supersymmetriegeneneratoren. Die Einführung weiterer Generationen $Q^i, \bar{Q}^i$, $i = 1, 2, \dots, N$ führt zu erweiterten (nichtminimalen) supersymmetrischen Theorien. Die minimalste Erweiterung des Standardmodell ist das Minimal Supersymmetric Standard Modell (MSSM).

Für eine Beschreibung von SUSY-Transformationen ist es notwendig, fermionische Koordinaten $\theta, \bar{\theta}$ einzuführen. $\theta, \bar{\theta}$ sind antikommutierende *Grassmann*-Variablen:

$$\{\theta, \theta\} = \{\theta, \bar{\theta}\} = \{\bar{\theta}, \bar{\theta}\} = 0$$

Die Objekte auf die diese SUSY-Transformationen angewendet werden, müssen demnach von θ , bzw. $\bar{\theta}$ abhängen. Dies führt zu einer Einführung von **Superfeldern**, die als Funktion von $\theta, \bar{\theta}$ und der Raumzeit Koordinate x_μ abhängig ist. Da $\theta, \bar{\theta}$ zweikomponentige Weyl-Spinoren sind, kann man sagen, dass die Supersymmetrie für eine Verdopplung der Raumzeitkoordinaten verantwortlich ist. Der neue Freiheitsgrad kann "fermionisch" genannt werden.

Meistens ist es ausreichend infinitesimale SUSY-Transformationen zu betrachten:

$$\delta_S(\alpha, \bar{\alpha})\Phi(x, \theta, \bar{\theta}) = [\alpha \frac{\partial}{\partial \theta} + \bar{\alpha} \frac{\partial}{\partial \bar{\theta}} - i(\alpha \sigma_\mu \bar{\theta} - \theta \sigma_\mu \bar{\alpha}) \frac{\partial}{\partial x_\mu}] \Phi(x, \theta, \bar{\theta})$$

Hierbei ist Φ ein **Superfeld** und $\alpha, \bar{\alpha}$ *Grassmann*-Variablen. Aus dieser Darstellung werden die SUSY-Generatoren abgelesen:

$$Q_\alpha = \frac{\partial}{\partial \theta^\alpha - i \sigma_{\alpha\dot{\beta}}^\mu \bar{\theta}^{\dot{\beta}} \partial_\mu}; \quad \bar{Q}_{\dot{\alpha}} = -\frac{\partial}{\partial \bar{\theta}^{\dot{\alpha}} + i \theta^\beta \sigma_{\beta\dot{\alpha}}^\mu \partial_\mu}$$

Daraus lassen sich SUSY-kovariante Ableitungen angeben, die mit der SUSY-Transformation antikommutieren:

$$D_\alpha = \frac{\partial}{\partial \theta^\alpha + i \sigma_{\alpha\beta}^\mu \bar{\theta}^\beta \partial_\mu}; \quad \bar{D}_{\dot{\alpha}} = -\frac{\partial}{\partial \bar{\theta}^{\dot{\alpha}} - i \theta^\beta \sigma_{\beta\dot{\alpha}}^\mu \partial_\mu}$$

Für einige der im MSSM benötigten Superfelder erweist es sich als günstig, die folgenden chiralen Darstellungen zu verwenden, in denen θ und $\bar{\theta}$ leicht unterschiedlich behandelt werden[12].

L-Darstellung:

$$\delta(\varepsilon, \bar{\varepsilon})\Phi_L = [\varepsilon \frac{\partial}{\partial \theta} + \bar{\varepsilon} \frac{\partial}{\partial \bar{\theta}} + 2i\theta\sigma^\mu \bar{\varepsilon} \frac{\partial}{\partial x_\mu}]\Phi_L;$$

$$D_L = \frac{\partial}{\partial \theta} + 2i\sigma^\mu \bar{\theta} \frac{\partial}{\partial x_\mu}; \quad \bar{D}_L = -\frac{\partial}{\partial \bar{\theta}}$$

R-Darstellung:

$$\delta(\varepsilon, \bar{\varepsilon})\Phi_R = [\varepsilon \frac{\partial}{\partial \theta} + \bar{\varepsilon} \frac{\partial}{\partial \bar{\theta}} - 2i\theta\sigma^\mu \bar{\varepsilon} \frac{\partial}{\partial x_\mu}]\Phi_R;$$

$$\bar{D}_R = -\frac{\partial}{\partial \bar{\theta}} - 2i\theta\sigma^\mu \frac{\partial}{\partial x_\mu}; \quad D_R = \frac{\partial}{\partial \theta}$$

In dieser Darstellung nehmen die SUSY-Transformationen und die kovarianten Ableitungen $\bar{D}_L$ und D_R besonders einfache Gestalt an. Die einzelnen Darstellungen sind über die Identität:

$$\Phi(x_\mu, \theta, \bar{\theta}) = \Phi_L(x_\mu + i\theta\sigma_\mu \bar{\theta}, \theta, \bar{\theta}) = \Phi_R(x_\mu - i\theta\sigma_\mu \bar{\theta}, \theta, \bar{\theta})$$

miteinander verknüpft.

2.2.2 Chirale Superfelder

Es ist sinnvoll, je ein chirales Fermion (mit zwei Freiheitsgraden) mit seinen skalaren Partnern den *Sfermionen* in einem Superfeld zusammenzufassen. Dies geschieht am einfachsten mit einer chiralen Darstellung. Die Bedingungen:

$$\bar{D}_L \Phi_L = 0$$

$$D_R \Phi_R = 0$$

führen in der chiralen Darstellung auf links- bzw. rechtshändige Superfelder $\Phi_{L/R}$, die jeweils unabhängig von $\bar{\theta}$ bzw. θ sind. Diese Felder lassen sich in Potenzreihen um x_μ, θ bzw. $x_\mu, \bar{\theta}$ entwickeln, die aufgrund der *Grassmann*-Natur der Variablen θ und $\bar{\theta}$ endlich sind. Für Φ_L erhalten wir somit:

$$\Phi_L(x, \theta) = \Phi(x) + \sqrt{2}\theta\Psi(x) + \theta\theta F(x),$$

mit den komplexen Skalarfeldern Φ, F und dem Weyl-Spinor Ψ . Wenden wir auf dieses Superfeld die im vorigen Abschnitt verwendete Transformation an, so erhalten wir:

$$\delta(\varepsilon, \bar{\varepsilon})\Phi = \sqrt{2}\varepsilon\Psi + 2\varepsilon\theta F + 2i\theta\sigma^\mu\bar{\varepsilon}\partial_\mu\Phi + 2\sqrt{2}i\theta\sigma^\mu\bar{\varepsilon}\theta\partial_\mu\Psi$$

Durch Vergleich dieses Ausdrucks mit

$$\Phi_L(\varepsilon, \bar{\varepsilon}) = \delta\Phi(x) + \sqrt{2}\theta\delta\Psi(x) + \theta\theta\delta F$$

gelangt man zu den Transformationen der Komponentenfelder:

$$\begin{aligned}\delta\Phi &= \sqrt{2}\varepsilon\Psi \quad (Boson \rightarrow Fermion) \\ \delta\Psi &= \sqrt{2}\varepsilon F + i\sqrt{2}\sigma^\mu\bar{\varepsilon}\partial_\mu\Phi \quad (Fermion \rightarrow Boson) \\ \delta F &= -i\sqrt{2}\partial_\mu\Psi\sigma^\mu\bar{\varepsilon} \quad (F \rightarrow TotaleAbleitung)\end{aligned}$$

Unter einer solchen Transformation gehen fermionische Felder in bosonische Felder über und umgekehrt. Beim Abzählen der Freiheitsgrade stehen zunächst den zwei fermionischen Freiheitsgraden des Weyl-Spinors Ψ vier bosonische der komplexen skalaren Felder Φ, F gegenüber. Es stellt sich jedoch heraus, dass es sich bei dem Feld F um ein unphysikalisches Hilfsfeld handelt, das aus dem Modell eliminiert werden kann [14]. Somit enthält ein chirales Superfeld die gleiche Anzahl an bosonischen und fermionischen Freiheitsgraden. Zusammen mit dem rechtshändigen Superfeld erhält man also für jedes Standardmodell-Fermion zwei skalare Partnerteilchen. Auch für die Higgsbosonen erhält man chirale Supermultipletts. Sie bilden diese mit ihren supersymmetrischen Partnerteilchen, den Higgsinos.

2.2.3 Vektorsuperfelder

Die chiralen Superfelder, wie sie im vorherigen Abschnitt eingeführt wurden, sind in der Lage, Spin-0 Bosonen und Spin-1/2 Fermionen zu beschreiben. Es werden jedoch noch Superfelder benötigt, welche die Spin-1 Eichbosonen des Standardmodells und deren Superpartner, die *Gauginos*, enthalten. Dazu werden selbstadjungierte Vektorsuperfelder

$$V(x, \theta, \bar{\theta}) = V^\dagger(x, \theta, \bar{\theta})$$

eingeführt, die wiederum in einer endlichen Potenzreihe in $x, \theta, \bar{\theta}$ entwickelt werden:

$$\begin{aligned}V(x, \theta, \bar{\theta}) &= (1 + \frac{1}{4}\theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta}\partial_\mu\partial^\mu)C(x) + (i\theta + \frac{1}{2}\theta\theta\sigma^\mu\bar{\theta}\partial_\mu)\chi(x) \\ &+ \frac{i}{2}(\theta\theta - \bar{\theta}\bar{\theta})(M(x) + iN(x)) + (-i\bar{\theta} + \frac{1}{2}\bar{\theta}\bar{\theta}\sigma^\mu\theta\partial_\mu)\bar{\chi}(x) \\ &- \theta\sigma^\mu\bar{\theta}A_\mu(x) + i\theta\theta\bar{\theta}\bar{\lambda}(x) - i\bar{\theta}\bar{\theta}\theta\lambda(x) + \frac{1}{2}\theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta}D(x)\end{aligned}$$

Dabei sind C, M, N und D reelle skalare Felder, χ und λ Weyl-Spinoren und A_μ ein Vektorfeld. Soll das Vektorfeld ein Eichboson beschreiben, so muss sich das Vektorsuperfeld nach der adjungierten Darstellung der entsprechenden Eichgruppe transformieren. Diese Tatsache kann man ausnutzen, um einige der zahlreichen Felder, die in $V(x, \theta, \bar{\theta})$ auftreten, zu eliminieren. In der Wess-Zumino-Eichung [14] verschwinden C, M, N und χ aus der Theorie, während die Eichfreiheit des Eichfeldes A_μ erhalten bleibt [12]. Somit enthält das Vektorsuperfeld nur noch die physikalischen Felder A_μ und λ , sowie das Hilfsfeld D .

Auf die explizite Herleitung der Lagrangedichte des MSSM und eine Darstellung der elektroschwachen Symmetriebrechung im MSSM wird an dieser Stelle verzichtet. Literatur dazu findet man z.B. in [12] [11] [15] [16]. Dieses Kapitel beschränkt sich darauf, das resultierende Teilchenspektrum des MSSM und einige seiner wichtigsten Eigenschaften anzugeben.

2.2.4 Die Teilchen des MSSM

Das MSSM ist eine minimale Erweiterung des Standardmodells in dem Sinne, dass die Anzahl der eingeführten Superfelder und Wechselwirkungen so klein wie möglich gehalten wird. Für jedes rechts- bzw. linkshändige Fermion des Standardmodells wird ein rechts- bzw. linkshändiges chirales Superfeld eingeführt. Die Eichgruppe des MSSM ist identisch mit der des Standardmodells:

$$SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y.$$

Der Eichsektor wird durch Vektorsuperfelder beschrieben, die außer den Eichbosonen noch deren supersymmetrische Partnerteilchen die Gauginos, enthalten. Der $SU(2)_L \times U(1)_Y$ -Anteil der Eichgruppe kann dabei wahlweise durch die Basis der Eichfelder W_μ^a , $a = 1, 2, 3$ und B_μ und deren SUSY-Partner, den $\tilde{W}_\mu^a$, $a = 1, 2, 3$ und Binos $\tilde{B}_\mu$, oder durch $W^\pm, Z$ und γ , den physikalischen Feldern nach der spontanen Symmetriebrechung und den entsprechenden Partnerteilchen charakterisiert werden. Im Zusammenhang mit der spontanen Symmetriebrechung stellt sich heraus, dass im MSSM mindestens zwei Higgs-Superfelder mit Hyperladungen $Y = \pm 1$ benötigt werden. In einem Modell mit nur einem Higgs-Superfeld treten durch das darin enthaltene Higgsino Eich-Anomalien auf, die durch das zweite Higgs-Superfeld mit entgegengesetzter Hyperladung beseitigt werden können [12]. Desweiteren ist es unmöglich mit einem einzigen Higgs-Superfeld Massenterme sowohl für *up*- als auch *down*-artige Quarks zu erzeugen. Tabelle 2.3 gibt einen Überblick über das Teilchenspektrum des MSSM.

Bezeichnung der Teilchen	Boson	Fermion
W Boson(Wino)	$W^\pm$	$\tilde{W}^\pm$
Z Boson(Zino)	Z^0	$\tilde{Z}^0$
Photon (Photino)	γ	$\tilde{\gamma}$
gluon (Gluino)	g	$\tilde{g}$
Quarks (Squarks)	$(\tilde{u}_L, \tilde{d}_L)$	(u_L, d_L)
3 Familien	$\tilde{u}_R$ $\tilde{d}_R$	u_R d_R
Leptonen (Sleptonen)	$(\tilde{l}_L, \tilde{\nu})$	(l_L, ν)
3 Familien	$\tilde{l}_R$	l_R
Higgs Boson	(H_2^+, H_2^0) (H_1^0, H_1^-)	$(\tilde{H}_2^+, \tilde{H}_2^0)$ $(\tilde{H}_1^0, \tilde{H}_1^-)$

Tabelle 2.3: Die Teilchen des Standardmodells und ihre supersymmetrischen Partnerteilchen

2.2.5 R-Parität

In supersymmetrischen Theorien können eichinvariante und renormierbare Terme auftreten, welche die Baryonenzahl B und die Leptonenzahl L verletzen. Um diese Terme zu vermeiden, kann eine neue Parität, die so genannte R-Parität eingeführt werden. Sie ist folgendermaßen definiert:

$$R_P = (-1)^{3(B-L)+2s},$$

wobei s der Spin des Teilchens ist. Konsequenzen aus der R-Parität sind:

- Das leichteste supersymmetrische Teilchen (LSP) muss stabil sein. Falls dieses LSP elektrisch neutral ist und keine Farbladung trägt, kann es nur über die schwache Wechselwirkung an Materie koppeln. Es wäre somit ein guter Kandidat für die nicht baryonische Dunkle Materie.
- Jedes supersymmetrische Teilchen zerfällt schließlich in einen Zustand, der eine ungerade Anzahl von LSP's enthält.
- In Beschleunigerexperimenten können supersymmetrische Teilchen nur in gerader Anzahl erzeugt werden.

2.2.6 Supersymmetriebrechung

Wie in Kapitel 2.2.1 beschrieben, liefern Modelle mit exakter SUSY eine Massenentartung zwischen den Mitgliedern eines Superfeldes, also zwischen den

bekannten SM-Teilchen und ihren postulierten SUSY-Partnern. Diese Aussage steht jedoch im Widerspruch zu den experimentellen Befunden, da bislang noch keine SUSY-Teilchen gefunden werden konnten [17]. Falls SUSY in der Natur realisiert ist, müssen die Massen der SUSY-Teilchen größer als die der Standardmodellteilchen sein. Dies bedeutet, dass SUSY eine gebrochene Symmetrie sein muss.

Vom phänomenologischen Standpunkt aus betrachtet genügt es, zusätzliche Terme, welche die SUSY brechen, explizit in die MSSM-Lagrangedichte einzuführen. Die Lagrangedichte des MSSM kann in der Form

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{SUSY} + \mathcal{L}_{soft}$$

geschrieben werden. Hierbei erhält $\mathcal{L}_{SUSY}$ die Invarianz der Supersymmetrie.

In $\mathcal{L}_{soft}$ werden die sogenannten *soft supersymmetry breaking terms* (ssb) berücksichtigt, welche die Symmetrie “schwach“ brechen, das heisst, dass sie zu keinen neuen quadratischen Divergenzen führen [18]. Sie sind im MSSM gegeben durch [11]:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{soft} = & -\frac{1}{2}(M_2\tilde{W}\tilde{W} + M_1\tilde{B}\tilde{B}) + h.c.^2 \\ & -\tilde{l}_L^\dagger m_L^2 \tilde{l}_L - \tilde{l}_R^\dagger m_R^2 \tilde{l}_R \\ & -\tilde{l}_R^\dagger A \tilde{l}_L H_1 + h.c. \\ & -m_{H_1}^2 H_1^\dagger H_1 - m_{H_2}^2 H_2^\dagger H_2 - (bH_1 H_2 + h.c.), \end{aligned}$$

wobei die Squark- und Gluino-Beiträge vernachlässigt werden. M_1 und M_2 sind jeweils die $U(1)_Y$ und $SU(2)_L$ - Gaugino-Massenparameter. Die zweite Zeile enthält die ssb-Beiträge zu den Sleptonmassen mit den hermiteschen 3×3 Matrizen m_L^2 und m_R^2 ($\tilde{l}_L$ ist ein 3-er Vektor mit den Einträgen $\tilde{e}_L, \tilde{\mu}_L, \tilde{\tau}_L$). Die dritte Zeile enthält trilineare Kopplungen der skalaren Felder mit der komplexen 3×3 Kopplungsmatrix A und in der letzten Zeile schließlich findet man die ssb-Beiträge zu den Higgsmassen m_{H_1} und m_{H_2} , sowie den Higgs-Mischungsparameter b .

Die ssb-Terme bewirken nicht nur eine Massenaufspaltung zwischen den Mitgliedern der einzelnen Supermultipletts. Aufgrund der Symmetriebrechung sind die Masseneigenzustände nicht mehr identisch mit den Wechselwirkungseigenzuständen. Die Winos mischen mit den geladenen Higgsinos zu den sogenannten *Charginos*, die Photinos, Zinos und neutralen Higgsinos zu *Neutralinos*. Ebenso tritt bei den Sfermionen eine Mischung auf, die proportional zur Masse des zugehörigen Fermions ist. Für die Fermionen der ersten und zweiten Teilchengeneration kann man die Masse der Fermionen

²h.c. entspricht Korrekturtermen höherer Ordnung

und damit auch die Mischung der Sfermionen vernachlässigen und daher die Wechselwirkungseigenzustände auch als Masseneigenzustände betrachten.

Ein Problem des MSSM ist die sehr große Anzahl von freien Parametern (über 100), von denen ein Großteil durch die ssb -Terme in das Modell gelangen. Darunter befinden sich zahlreiche CP-verletzende Phasen. Die Anzahl der Parameter des MSSM kann jedoch stark reduziert werden, wenn man von einer Großvereinheitlichten Theorie³ ausgeht.

2.2.7 Neutralinomischung

Die bereits erwähnten Mischungen der Wechselwirkungseigenzustände werden durch Mischungsmatrizen beschrieben, die durch folgende Größen parametrisiert werden [19]:

- Den $U(1)_Y$ -Gaugino-Massenparameter M_1
- Den $SU(2)_L$ -Gaugino-Massenparameter M_2
- Den Higgsino-Massenparameter μ
- Das Verhältnis der Higgs-Vakuumerwartungswerte $\frac{\langle H_2^0 \rangle}{\langle H_1^0 \rangle} = \frac{v_2}{v_1} = \tan \beta$

Im Rahmen dieser Arbeit werden der Gaugino-Massenparameter M_1 und der Higgsino-Massenparameter μ als komplexe Größen behandelt.

$$M_1 = |M_1| e^{i\phi_1} \text{ und } \mu = |\mu| e^{i\phi_\mu} \quad (0 \leq \phi_1, \phi_\mu < 2\pi)$$

In erster Linie ist man an den Mischungen der elektrisch neutralen Gauginos und Higgsinos zu den entsprechenden Masseneigenzuständen, den Neutralinos, interessiert. Der relevante Massenterm in der Lagrangedichte ist von der Form:

$$\mathcal{L}_{mass}^0 = -\frac{1}{2} \Psi_i^0 Y_{ij} \Psi_j^0 + h.c.$$

Als Basis für die Zweier-Spinoren dient

$$\Psi_j^0 = (-i\lambda_\gamma, -i\lambda_Z, \Psi_H^a, \Psi_H^b), \quad j = 1, \dots, 4,$$

wobei $\lambda_\gamma, \lambda_Z$ die Zweier-Spinoren von Photino und Zino darstellen. Die Higgsino-Zustände Ψ_H^a, Ψ_H^b sind durch folgende Linearkombinationen der Weyl-Spinoren der neutralen Higgsinos Ψ_{H_1}, Ψ_{H_2} gegeben:

$$\begin{aligned} \Psi_H^a &= \Psi_{H_1^0} \cos \beta - \Psi_{H_2^0} \sin \beta \\ \Psi_H^b &= \Psi_{H_1^0} \sin \beta + \Psi_{H_2^0} \cos \beta \end{aligned}$$

³Grand Unified Theory (GUT)

In dieser Basis ist die Mischungsmatrix Y gegeben:

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

Die symmetrische Matrix Y kann mit einer einzigen unitären Matrix N auf die Basis der Massen-Eigenzustände diagonalisiert werden:

$$M_D^0 = N^* Y N^{-1}$$

$$\chi_i^0 = N_{ij} \Psi_j^0, \quad i, j = 1, \dots, 4$$

2.2.8 Charginomischung

In dieser Arbeit kommen die Charginos nur indirekt vor. Daher wird an dieser Stelle nur kurz auf die Charginomischung eingegangen. Das Charginosystem kann auf ähnliche Art und Weise beschrieben werden wie das Neutralino-System. Die Massenmischungsmatrix X der Charginos lautet:

$$X = \begin{pmatrix} M_2 & m_W \sqrt{2} \sin \beta \\ m_W \sqrt{2} \cos \beta & \mu \end{pmatrix}$$

Da die Matrix X nicht symmetrisch ist, braucht man für die Diagonalisierung zwei geeignet gewählte unitäre 2×2 -Matrizen U, V :

$$U^* X V^{-1} = M_D$$

$$M_D = \begin{pmatrix} m_{\chi_1^\pm} & 0 \\ 0 & m_{\chi_2^\pm} \end{pmatrix}$$

Die Masseneigenwerte der Charginos ergeben sich zu

$$m_{\chi_{1/2}^\pm} = \frac{1}{2} (\sqrt{(M_2 - \mu)^2 + 2m_W^2(1 + \sin 2\beta)} \mp \sqrt{(M_2 + \mu)^2 + 2m_W^2(1 - \sin 2\beta)}),$$

wobei sich das $\mp$ auf den Masseunterschied zwischen $\chi_1^\pm$ und $\chi_2^\pm$ bezieht.

2.3 Suchstrategie zur Rekonstruktion der SUSY-Parameter

Hier soll die Suchstrategie skizziert werden, die es ermöglichen soll aus den Observablen supersymmetrischer Teilchen die fundamentalen SUSY-Parameter $M_1, M_2, \mu, \tan\beta$ zu rekonstruieren. Die Strategie beginnt mit der Suche nach den Charginos. Aus dem Charginosystem lassen sich die Parameter $M_2, \mu, \tan\beta$ gewinnen. Aus dem Neutralinosystem lässt sich dann der fehlende Parameter M_1 rekonstruieren. Durch die Messung der Massen bzw. Phasen von Sleptonen, Squarks und Gluinos lässt sich die Basisstruktur der SUSY-Lagrangedichte rekonstruieren.

2.3.1 Die Rekonstruktion des Chargino/Neutralino-Systems

Wie in Kapitel 2.2.8 beschrieben, lassen sich die Masseneigenzustände der Charginos berechnen. Mit einer alternativen Schreibweise ergibt sich:

$$m_{\chi_{1/2}^\pm}^2 = \frac{1}{2}[M_2^2 + |\mu|^2 + 2m_W^2 \mp \Delta_C]$$

mit Δ_C , das die Phase Φ_μ enthält:

$$\Delta_C = \sqrt{(M_2^2 - |\mu|^2)^2 + 4m_W^4 \cos 2\beta + 4m_W^2(M_2^2 + |\mu|^2) + 8m_W M_2 |\mu| \sin 2\beta \cos \Phi_\mu}$$

Aus den Parametern des Neutralino-Systems lassen sich die Rotationswinkel Φ_L, Φ_R gewinnen

$$\begin{aligned} \cos 2\Phi_{L,R} &= -[M_2^2 - |\mu|^2 \mp 2m_W^2 \cos 2\beta] / \Delta_C \\ \sin 2\Phi_{L,R} &= -2m_W \sqrt{M_2^2 + |\mu|^2 \pm (M_2^2 - |\mu|^2) \cos 2\beta + 2M_2 |\mu| \sin 2\beta \cos \Phi_\mu} / \Delta_C \end{aligned}$$

Diese Rotationswinkel sind proportional zu $\sigma_{L,R}$. Durch Messung des rechts- bzw. linkshändigen Wirkungsquerschnittes lässt sich $\cos 2\Phi_{L,R}$ bestimmen. Dabei ist zu beachten:

- Der rechtshändige Wirkungsquerschnitt σ_R ist nicht abhängig vom Sneutrino-Austausch. Seine Form in der $\cos 2\Phi_{L,R}$ -Ebene ist daher symmetrisch.
- Der linkshändige und der transversale Wirkungsquerschnitt σ_L, σ_T hängen außer von $\cos 2\Phi_{L,R}$, noch von der Sneutrinomasse und der $e\tilde{\nu}\tilde{W}$ Yukawa-Kopplung ab.

2.3. SUCHSTRATEGIE ZUR REKONSTRUKTION DER SUSY-PARAMETER 19

Die Wirkungsquerschnitte $\sigma_L, \sigma_R, \sigma_T$ sind Binomiale in der $[\cos 2\Phi_L, \cos 2\Phi_R]$ -Ebene. Wenn das 2-Chargino-System in der Natur realisiert ist, werden sich σ_L und σ_R in mindestens einem Punkt in der Ebene zwischen $-1 \leq \cos 2\Phi_L, \cos 2\Phi_R \leq 1$ treffen. Die Konturen der Kurven können jedoch Ambiguitäten aufweisen. Diese Ambiguitäten können durch die Messung einer dritten physikalischen Größe, wie zum Beispiel σ_T , gelöst werden. Die Messung von σ_T ist auch dann wichtig, wenn die Sneutrino-Masse nicht bekannt ist. Während die Kurve von σ_R fixiert ist, wird sich σ_L abhängig von $m_{\tilde{\nu}}$ in der $[\cos 2\Phi_L, \cos 2\Phi_R]$ -Ebene bewegen. Durch Messung der dritten Observablen σ_T wird diese Ambiguität aufgehoben. Diese Analyse [20] wurde für $\sigma(e^+e^- \rightarrow \chi_1^+ \chi_1^-)$ am Referenzpunkt **RR1** (siehe [22] Band 3, Kapitel 3.3.2) bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 400 \text{ GeV}$ durchgeführt.

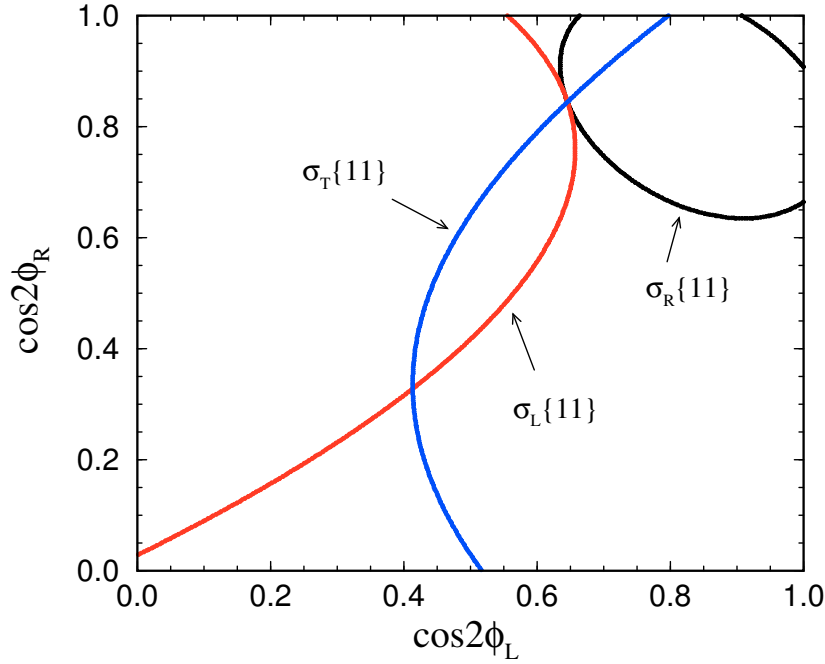


Abbildung 2.1: Die Abbildung (entnommen aus [20]) zeigt das Verhalten der Wirkungsquerschnitte in der $[\cos 2\Phi_L, \cos 2\Phi_R]$ -Ebene. Es zeigt sich, dass sich die Ambiguität für die Verwendung von $\sigma_R, \sigma_L, \sigma_T$ eindeutig aufheben lässt.

Aus den Observablen $m_{\chi_{1/2}^\pm}^2$ und $\cos 2\Phi_{L,R}$ lassen sich die fundamentalen SUSY-Parameter $M_2, |\mu|, \cos \Phi_\mu, \tan \beta$ bestimmen:

$$M_2 = \sqrt{(m_{\chi_2^\pm}^2 + m_{\chi_1^\pm}^2 - 2m_W^2)/2 - (m_{\chi_2^\pm}^2 - m_{\chi_1^\pm}^2)(\cos 2\Phi_L + \cos 2\Phi_R)/4}$$

$$\begin{aligned}
|\mu| &= \sqrt{(m_{\chi_2^\pm}^2 + m_{\chi_1^\pm}^2 - 2m_W^2)/2 + (m_{\chi_2^\pm}^2 - m_{\chi_1^\pm}^2)(\cos 2\Phi_L + \cos 2\Phi_R)/4} \\
\cos \Phi_\mu &= \frac{(m_{\chi_2^\pm}^2 - m_{\chi_1^\pm}^2)^2(2 - \cos^2 2\Phi_L - \cos^2 2\Phi_R) - 8m_W^2(m_{\chi_2^\pm}^2 + m_{\chi_1^\pm}^2 - 2m_W^2)}{[16m_W^4(m_{\chi_2^\pm}^2 - m_{\chi_1^\pm}^2)^2(\cos^2 2\Phi_L - \cos^2 2\Phi_R)^2][4(m_{\chi_2^\pm}^2 + m_{\chi_1^\pm}^2 - 2m_W^2)^2 - (m_{\chi_2^\pm}^2 - m_{\chi_1^\pm}^2)^2(\cos^2 2\Phi_L + \cos^2 2\Phi_R)^2]} \\
\tan \beta &= \sqrt{\frac{4m_W^2 - (m_{\chi_2^\pm}^2 - m_{\chi_1^\pm}^2)(\cos 2\Phi_L + \cos 2\Phi_R)}{4m_W^2 + (m_{\chi_2^\pm}^2 - m_{\chi_1^\pm}^2)(\cos 2\Phi_L + \cos 2\Phi_R)}}
\end{aligned}$$

Die Rekonstruktion des Neutralino-Systems

Durch die Analyse des Neutralino-Systems [21] lässt sich der noch fehlende Neutralino-Parameter M_1 bestimmen. Die quadratischen Masseneigenwerte der Neutralinos ergeben sich aus $YY^\dagger$ (siehe Kapitel 2.2.7). Dies ergibt die charakteristische Gleichung:

$$m_{\chi_i^0}^8 - am_{\chi_i^0}^6 + bm_{\chi_i^0}^4 - cm_{\chi_i^0}^2 + d = 0 \text{ für } i = 1, 2, 3, 4$$

mit den Parametern a,b,c und d, die sich aus den SUSY-Parametern $M_1, M_2, \mu, \tan \beta$ ergeben. Jeder dieser Parameter a,b,c,d ist ein Binomial von $\text{Re } M_1 =$

$|M_1| \cos \Phi_{M_1}$ und $\text{Im } M_1 = |M_1| \sin \Phi_{M_1}$. Die zuvor erwähnte charakteristische Gleichung lässt sich in die Form

$$(\text{Re } M_1)^2 + (\text{Im } M_1)^2 + u_i \text{Re } M_1 + v_i \text{Im } M_1 = w_i$$

umformen. Die Koeffizienten u_i, v_i, w_i sind Funktionen der SUSY-Parameter $M_2, |\mu|, \Phi_\mu, \tan \beta$ und des Masseneigenwertes von $m_{\chi_i^0}^2$ für ein festes i. Die Masse der beiden leichtesten Neutralinos sind in Abb. 2.2 in die $\{\text{Re } M_1, \text{Im } M_1\}$ -Ebene eintragen. Aus den sich ergebenden Schnittpunkten lassen sich zwei Lösungen für $|M_1|, \Phi_{M_1}$ gewinnen.

2.3.2 Neutralino Produktion und Zerfall

Neutralinos können in e^+e^- -Kollisionen entweder über den s-Kanal oder den t-Kanal assoziiert produziert werden. Abb. 2.3 gibt die *Feynman*-Diagramme der Produktion wieder. Das am leichtesten zu beobachtende Neutralino ist das χ_2^0 . Es kann über den 3-Körper-Zerfall $\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0 l^+ l^-$ detektiert werden. Da χ_2^0 elektrisch neutral und stabil ist, kann es nur als fehlende Energie (E_{mis}) wahrgenommen werden. Das Energie-Spektrum der Produktion

$$e_R^+ e_L^- \rightarrow \chi_2^0 \chi_2^0 \rightarrow 2(l^+ l^-) E_{\text{mis}}$$

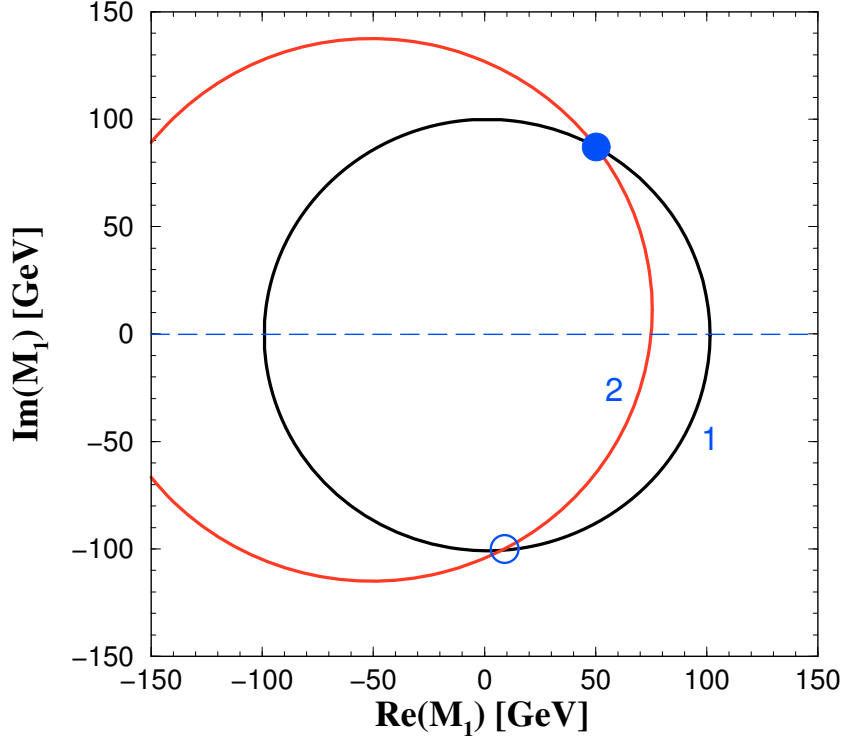


Abbildung 2.2: Die beiden Linien zeigen die Neutralinomassen $m_{\chi_1^0}$ und $m_{\chi_2^0}$ in der $\{\text{Re } M_1, \text{Im } M_1\}$ -Ebene. Die beiden Schnittpunkte ergeben die möglichen Werte für M_1 . Die verwendeten SUSY-Parameter werden als aus dem Chargino-System bekannt vorausgesetzt $\{M_2 = 190.8 \text{ GeV}, \quad |\mu| = 365.1 \text{ GeV}, \quad \Phi_\mu = \frac{\pi}{8}, \quad \tan\beta = 10\}$.

kann verwendet werden, um die Massen von χ_2^0 und χ_1^0 zu bestimmen [22]. Aus der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \chi_2^0\chi_1^0$ kann die Information über $\Delta m = |m_{\chi_2^0} - m_{\chi_1^0}|$ gewonnen werden.

Der Wirkungsquerschnitt der Neutralinoproduktion steigt mit $\sigma_{\chi\chi} \sim \tan\beta$. Für hohe Werte von $\tan\beta$ hat dies zur Folge, dass sich, abhängig von den übrigen SUSY-Parametern, die Masseneigenwerte von $\tilde{\tau}_{1,2}$ so stark aufspalten, dass das $\tilde{\tau}_1$ zum leichtesten Slepton wird. Dies führt dazu, dass der Zerfall $\chi_2^0 \rightarrow \tilde{\tau}^\pm \tau^\mp \rightarrow \chi_1^0 \tau^+ \tau^-$ dominant wird. Obwohl Taus einfach detektiert werden können, kann ihre Energie schlecht rekonstruiert werden, da bei ihrem Zerfall Neutrinos entstehen, die einer Messung durch den Detektor entgehen. Dies führt zu einer Verschlechterung der Präzision, die auf die Massen und Massendifferenzen der Neutralinos gewonnen werden kann. Das für diese Ar-

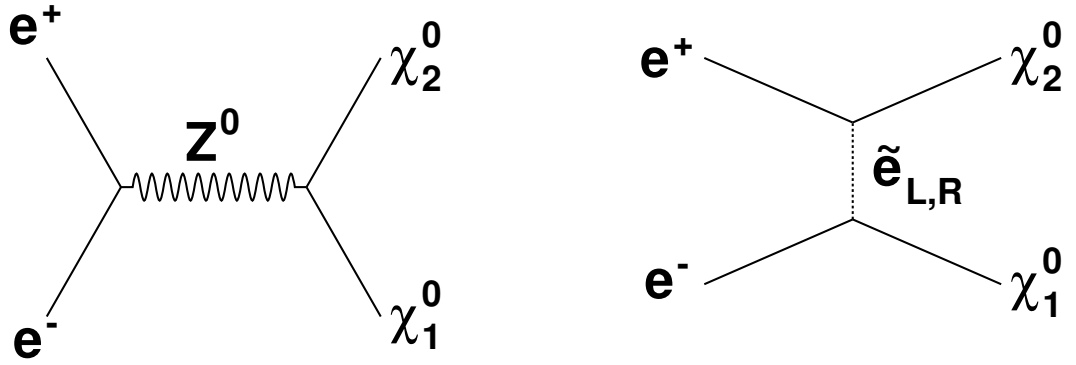


Abbildung 2.3: *Feynman-Diagramme der Neutralinoproduktion $e^+e^- \rightarrow \chi_2^0\chi_1^0$ via s - und t -Kanal.*

beit verwendete SUSY-Szenario (siehe Kap. 2.3.4) ist ein solches. Speziell die Reaktion $\chi_2^0 \rightarrow \tilde{\tau}^\pm \tau^\mp \rightarrow \chi_1^0 \tau^+ \tau^-$, die sich daraus ergebende Massendifferenz $\Delta m = m_{\tau\tau}^{rec}$ und die sich ergebende statistische Ungenauigkeit $\delta\Delta m$ wird in den Kapiteln 5 und 6 behandelt werden. In Abb. 2.4 sind die *Feynman*-Diagramme für dieses Szenario abgebildet.

2.3.3 Sleptonproduktions-Prozesse

Da bei R-Parität erhaltenden Prozessen alle SUSY-Zerfälle mit dem LSP, hier dem χ_1^0 , enden, lässt sich dessen Masse auch aus anderen Prozessen bestimmen. Gut geeignet ist z.B. Paarproduktion von Sleptonen. In einem R-Parität erhaltenden mSUGRA⁴-Szenario ist der einfachste Fall von Sleptonproduktions-Prozessen $e_R^- e_L^+ \rightarrow \tilde{\mu}_R \tilde{\mu}_R \rightarrow \mu^- \chi_1^0 \mu^+ \chi_1^0$ [23] mit einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ von 320 GeV mit einem geringen Untergrund aus

⁴Das *minimal SuperGravity*-Modell vereinigt alle skalare Teilchenmassen am GUT-Punkt zu einer gemeinsamen Masse m_0 . M_1 und M_2 vereinigen zu einer gemeinsamen Masse $m_{1/2}$ und die trilinearen Kopplungsparameter A_{ijk} haben denselben Wert A_0 am GUT-Punkt.

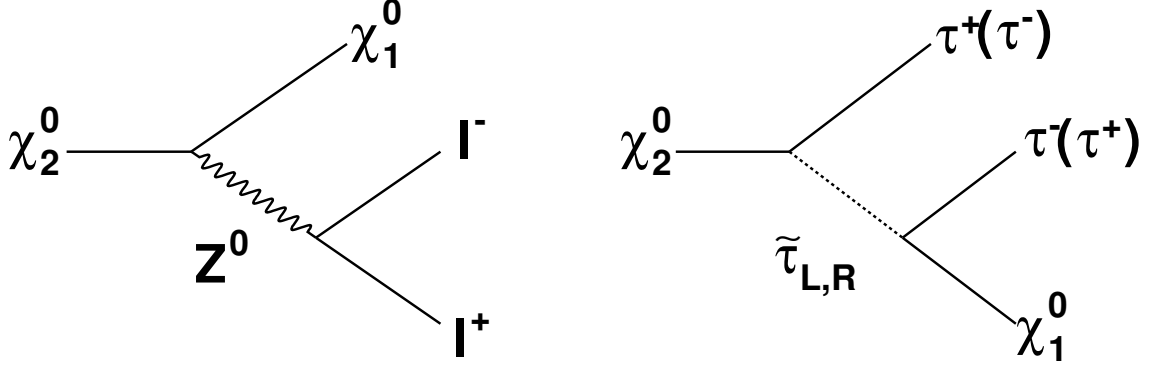


Abbildung 2.4: *Feynman-Diagramme der Reaktion $\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0 \tau^+ \tau^-$. Im Falle des verwendeten Modellpunktes SPS1a zerfällt χ_2^0 dominant in das LSP und 2 Taus.*

$\chi_2^0 \chi_1^0$ -Produktion. Das Energie-Spektrum der Zerfallsmyonen ist flach und die Endpunkte des Spektrums können zu den Massen $m_{\tilde{\mu}_R}, m_{\chi_1^0}$ in Bezug gesetzt werden

$$E_{\pm} = \frac{m_i}{2} \left(1 - \frac{m_{\tilde{\chi}}^2}{m_i^2}\right) \gamma (1 \pm \beta).$$

E_+ kommt zustande, wenn das Myon in Bewegungsrichtung des $\tilde{\mu}_R$, E_- , wenn es entgegen der Bewegungsrichtung zerfällt. Die beiden Massen $m_{\tilde{\mu}_R}, m_{\chi_1^0}$ lassen sich mit dieser Methode mit einer Genauigkeit von $\sim 0.3\%$ bestimmen.

“Schwellenscans“

Die präzise Vermessung der Massen supersymmetrischer Teilchen an ihrer Produktionsschwelle werden Schwellenscans genannt [23]. Mit dieser Methode lassen sich die Massenabschätzungen supersymmetrischer Teilchen gegenüber den Messungen von Endpunkten eines Energie- oder Massen-Spektrums verbessern. Ziel ist es, das Ansteigen des Wirkungsquerschnittes des Prozesses über mehrere äquidistante Punkte über einen geglätteten Untergrund zu messen. Abb. 2.6 zeigt Schwellenscans für die Reaktionen $e_R^- e_L^+ \rightarrow \tilde{\mu}_R \tilde{\mu}_R$ und $e_R^- e_L^+ \rightarrow \chi_1^+ \chi_1^-$ bei einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L} = 10 fb^{-1}$. Hervorragende Massenauflösungen für die leichten Charginos und Neutralinos, die unterhalb 100 MeV liegen, sind möglich. Höhere Massenzustände haben das Problem sehr geringer Wirkungsquerschnitte. Genauigkeiten auf einige Promill scheinen jedoch erreichbar.

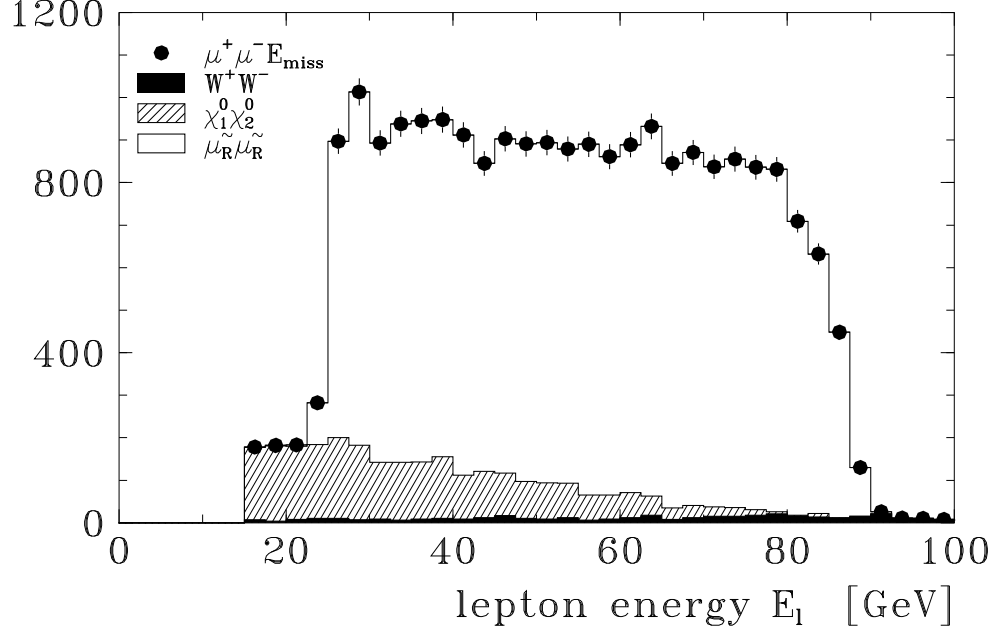


Abbildung 2.5: Sleptonproduktions-Prozessen $e_R^- e_L^+ \rightarrow \tilde{\mu}_R \tilde{\mu}_R \rightarrow \mu^- \chi_1^0 \mu^+ \chi_1^0$ [23] bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ von 320 GeV mit einem geringen Untergrund aus $\chi_2^0 \chi_1^0$ -Produktion.

2.3.4 Der Modellpunkt SPS1a

Auf der *Snowmass*-Konferenz [24] im Sommer 2001 wurde ein Konsens über die SUSY-Szenarien erreicht, die im Hinblick auf zukünftige physikalische Studien hinsichtlich eines Linear-Beschleuniger verwendet werden sollten. Diese Szenarien, sogenannte “Snowmass Points and Slopes (SPS)” wurden von R-Parität erhaltenden bis R-Parität verletzenden mSUGRA, GMSB⁵ und AMSB⁶ Modellen gewählt. Die sich aus diesen Szenarien ergebenden Massen für die leichteren supersymmetrischen Teilchen, erlauben Messungen im Energiebereich zukünftiger Beschleuniger.

Der Modellpunkt SPS1 stellt hierbei ein typisches mSUGRA-Szenario dar. Er spaltet sich nochmal in zwei Szenarien auf. Ein Szenario mit kleinem und eines mit hohem $\tan \beta$. Der in dieser Arbeit verwendete Modellpunkt ist der SPS1a mit kleinem $\tan \beta$. Die verwendeten mSUGRA- bzw. die dazu

⁵Gauge Mediated Symmetry Breaking

⁶Anomaly Mediated Symmetry Breaking

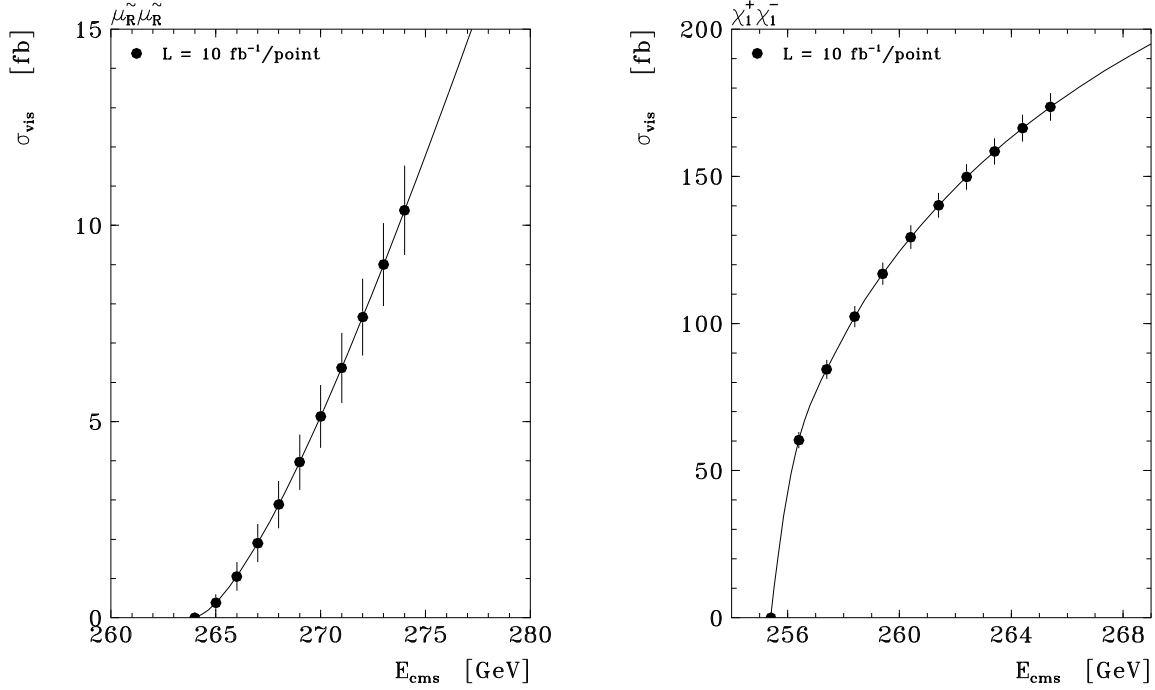


Abbildung 2.6: Wirkungsquerschnitte nahe der Produktionsschwelle der Reaktion $e_R^- e_L^+ \rightarrow \tilde{\mu}_R \tilde{\mu}_R$ (links), bzw. $e_R^- e_L^+ \rightarrow \chi_1^+ \chi_1^-$. Die für diese Messungen verwendete integrierte Luminosität beträgt $\mathcal{L} = 10 \text{ fb}^{-1}$ (siehe [23]).

äquivalenten MSSM-Parameter sind:

- **mSUGRA:** Feste Parameterwerte (Point): $m_0 = 100 \text{ GeV}$, $m_{1/2} = 250 \text{ GeV}$, $A_0 = -100 \text{ GeV}$, $\tan \beta = 10$, $\mu > 0$. Variationen (Slope): $m_0 = -A_0 = 0.4 m_{1/2}$, $m_{1/2}$ variiert
- **MSSM:** $M_1 = 102. \text{ GeV}$, $M_2 = 191.8 \text{ GeV}$, $\mu = 352. \text{ GeV}$, $\tan \beta = 10$

Die daraus resultierenden Masseneigenzustände, sowie die sich ergebenden Wirkungsquerschnitte der Charginos, Neutralinos und der beiden leichtesten Sleptonen sind in den Tabellen 2.4 und 2.5 wiedergegeben. Da das $\tilde{\tau}$, wie auch in Abb. 2.7 sichtbar, das leichteste Slepton ist, zerfällt χ_2^0 dominant über ein $\tilde{\tau}$ in $\chi_1^0 \tau^+ \tau^-$. Insgesamt zerfallen ca. 93 % der χ_2^0 über diesen Kanal. Aus den Wirkungsquerschnitten ergibt sich, dass diese bei einem Linear-Beschleuniger wie TESLA gute Observablen zur Messung des supersymmetrischen Parameterraumes sind. In dieser Arbeit wurde keine Polarisation berücksichtigt. Unter Einbeziehung von polarisierten Strahlen lassen sich die Größen für die Wirkungsquerschnitte deutlich steigern.

Teilchen	χ_1^0	χ_2^0	χ_3^0	χ_4^0	$\chi_1^{+(-)}$	$\chi_2^{+(-)}$	$\tilde{\tau}_1$	$\tilde{e}_R$
Masse[GeV]	98.8	174.9	348.4	368.7	174.21	369.02	136	145

Tabelle 2.4: Die Massen der Charginos, Neutralinos und der beiden leichtesten Sleptonen (siehe [22]).

Prozeß	$\chi_1^0 \chi_1^0$	$\chi_2^0 \chi_1^0$	$\chi_2^0 \chi_2^0$	$\chi_1^+ \chi_1^-$	$\tilde{\tau}_1 \tilde{\tau}_1$
σ [pb]	0.266	0.0651	0.0756	0.1302	0.0617

Tabelle 2.5: Totale Wirkungsquerschnitte der leichteren supersymmetrischen Teilchen

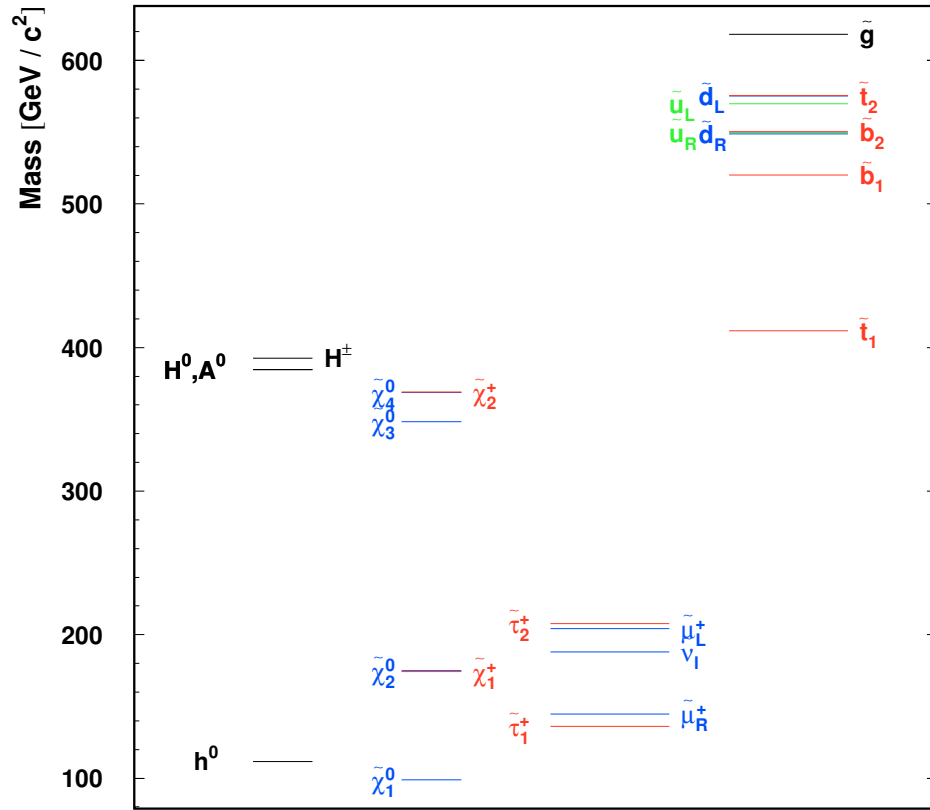


Abbildung 2.7: Massen-Spektrum des Modellpunktes SPS 1a (siehe [24]).

Kapitel 3

Präzision der Bestimmung des SUSY-Parameters M_1

In Kapitel 2.2.7 wurde erläutert, wie innerhalb des Neutralino-Systems die Bestimmung des SUSY-Parameters M_1 durch die Verwendung der Massen bzw. Wirkungsquerschnitte des Neutralino-Systems möglich ist. Die dort verwendeten Observablen berücksichtigen jedoch noch nicht die zu erwartenden statistischen Unsicherheiten. Mit der Einbeziehung von statistischen Unsicherheiten ergibt sich nicht nur eine Ambiguität für den Wert von M_1 , sondern es lassen sich nur Bereiche höherer oder geringerer Wahrscheinlichkeiten für M_1 bestimmen. Der Einfluß der statistischen Ungenauigkeiten auf den Parameter ist erheblich. In diesem Abschnitt soll motiviert werden, wie wichtig eine hohe Sensitivität auf die verwendeten Observablen ist und welche Variablen eine präzise Bestimmung von M_1 gewährleisten können. Es werden die in [22] zugrunde gelegten Sensitivitäten verwendet. Im weiteren Verlauf dieser Analyse wird zu klären sein, wie diese erreicht werden und ob Informationen aus der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \chi_2^0\chi_1^0$ bei einer Schwerpunktsenergie von 500 GeV einen Beitrag liefern können. In Kapitel 6 werden die Ergebnisse vorgestellt.

3.1 Bestimmung der Genauigkeit von M_1

Der verwendete Modellpunkt SPS1a hat die MSSM Parameter

$$M_1 = 102.\text{GeV}, M_2 = 191.8\text{GeV}, \mu = 352.4\text{GeV}, \tan\beta = 10.$$

Durch die Festlegung auf diese Parameter werden die Massen der Neutralinos und die Wirkungsquerschnitte der Prozesse festgelegt. Die sich ergebenden Massen und Wirkungsquerschnitte werden für die Genauigkeitsbestimmung

Observable	$m_{\chi_1^0}$	$m_{\chi_2^0}$	$m_{\chi_3^0}$	σ_{12}	σ_{22}
Wert	98.9 GeV	175.98 GeV	358.45 GeV	0.065 pb	0.072 pb
$\sigma_{stat}(Schwell.)$	0.05 GeV	0.07 GeV	0.3 GeV		
$\sigma_{stat}(End.)$	0.1 GeV	0.3 GeV		2 %	2 %

Tabelle 3.1: Für die Abtastung werden die hier angegebenen Massen und Wirkungsquerschnitte verwendet. Für die Wirkungsquerschnitte gilt die Schreibweise $\sigma_{ij} \equiv \sigma(e^+e^- \rightarrow \chi_i^0 \chi_j^0)$. Die statistischen Ungenauigkeiten σ_{stat} für die Massen sind aus dem TDR [22] entnommen. Sie sind unterteilt in σ_{stat} die aus einem Schwellenscan, bzw. einem Endpunkt-Spektrum stammen (siehe Kapitel 2.3.3).

verwendet (siehe Tab. 3.1). Die SUSY-Parameter $M_2, \mu, \tan \beta$ sind wie bereits in Kapitel 2.3.1 beschrieben aus dem Chargino-System bekannt, daher werden sie ohne Fehler angenommen. Zur Bestimmung der Genauigkeit des Parameters M_1 wird eine Abtastung über den Parameterraum von M_1 durchgeführt. Dieser Prozess der Abtastung des Parameterraums wird “Scan“ genannt. Im MSSM können zwei der Parameter reel gewählt werden (siehe 2.2.7). Die verbleibenden Phasen werden im Neutralino-System folgendermaßen gewählt:

$$M_1 = |M_1| e^{i\phi_1} \text{ und } \mu = |\mu| e^{i\phi_\mu} \text{ (} 0 \leq \phi_1, \phi_\mu < 2\pi \text{)}$$

Das bedeutet, dass sich der Parameter M_1 in einen Real- und einen Imaginärteil aufspalten lässt. Bei dem Scan wird der Betrag und die Phase von M_1 verändert. Die Abtastung startet bei einem Wert von $M_1 = 0$ GeV und wird in 200 Schritten um jeweils 1 GeV erhöht. Die Phase ϕ_1 wird in Schritten von 1° startend von 0° bis 360° variiert. Dies ergibt insgesamt 72000 Scan-Punkte. An jedem dieser Punkte wird überprüft, ob der Wert einer der Observablen mit denen des Modellpunktes innerhalb der zu erwartenden statistischen Ungenauigkeiten σ_{stat} übereinstimmen. Ist dies der Fall, wird der verwendete Wert von M_1 in Abhängigkeit der Observable in die komplexe Ebene eingetragen. Die Bereiche, in denen sich die Eintragungen unterschiedlicher Observablen überschneiden, besitzen eine höhere Wahrscheinlichkeit eine geeignete Hypothese für den Parameter M_1 zu sein, als Bereiche in denen sich die Observablen nicht überschneiden. In diesem Fall werden insgesamt 3 Observablen verwendet. Die Bereiche, in denen sich folglich alle 3 Observablen überschneiden, sollten die höchste Wahrscheinlichkeit besitzen eine gute Hypothese für M_1 zu sein. Wie in Abb. 3.1 bzw. Abb. 3.2 gezeigt, werden jeweils 3 Observablen verwendet. Im Falle von Abb. 3.1 werden für

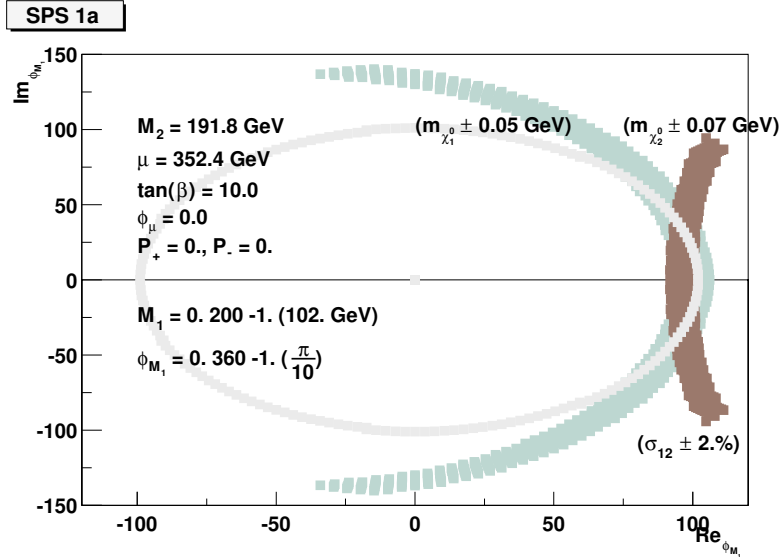


Abbildung 3.1: Hier ist die Abtastung des Parameterraums von M_1 dargestellt. Die hierbei verwendeten Observablen sind die Massen der beiden leichtesten Neutralinos, sowie der Wirkungsquerschnitt σ_{12} . Sie sind in der $\{\text{Re } M_1, \text{Im } M_1\}$ -Ebene dargestellt. Die Bereiche, in denen sich alle drei Observablen überschneiden, ergeben die möglichen Werte für M_1 .

diese Methode die Observablen $m_{\chi_1^0}, m_{\chi_2^0}, \sigma_{12}$, in Abb. 3.2 $m_{\chi_1^0}, m_{\chi_2^0}, m_{\chi_3^0}$ verwendet. Anhand der Abbildungen wird deutlich, dass sich der Bereich für den der Wirkungsquerschnitt σ_{12} als zusätzliche Observable verwendet wird, deutlich von dem unterscheidet, für den $m_{\chi_3^0}$ verwendet wird. Wie sich dieses unterschiedliche Verhalten in Bezug auf das “Vertrauensniveau“ (“Confidence Level“), den ein Bereich einnimmt äußert, soll im nächsten Abschnitt erörtert werden.

3.2 Bereiche unterschiedlichen “Confidence Levels“

Wie bereits im vorherigen Abschnitt erwähnt, gibt es im Falle der Einbeziehung von statistischen Ungenauigkeiten nur Bereiche höherer und geringerer Wahrscheinlichkeit des Parameters M_1 . Die Frage wie hoch der “Vertrauensniveau“ ist, dass der Parameter in einem bestimmten Bereich liegt nennt man “Confidence Level“ (C.L.). Um die Bereiche unterschiedlicher Wahr-

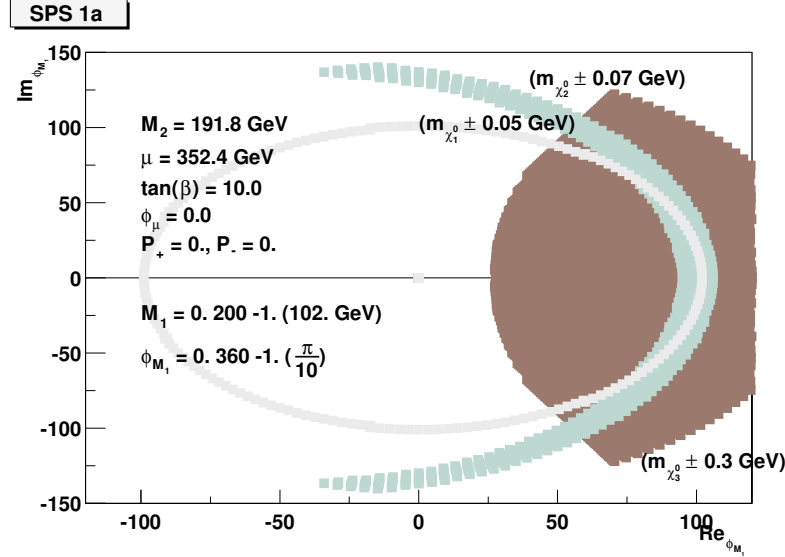


Abbildung 3.2: Hier ist ebenfalls eine Abtastung des Parameterraums von M_1 dargestellt. Anstatt des Wirkungsquerschnittes σ_{12} wird hier jedoch die Masse $m_{\chi_3^0}$ verwendet. Es zeigt sich deutlich, dass $m_{\chi_3^0}$ einen deutlich größeren Bereich als σ_{12} einnimmt. σ_{12} kann den Bereich von M_1 deutlich präziser beschreiben.

scheinlichkeiten zu berechnen, wird die Methode der kleinsten quadratischen Abweichung von der theoretischen Voraussage verwendet. Hierbei ist χ^2 ein Maß für die kleinste quadratische Abweichung.

$$\chi^2 = \sum_i^n \left(\frac{x_i^{\text{gemessen}} - x_i^{\text{Vorhersage}}}{\sigma_{\text{stat}}} \right)^2$$

Mit Hilfe von χ^2 lässt sich eine Wahrscheinlichkeitsfunktion berechnen.

$$P(\chi^2, n) = \frac{2^{-\frac{n}{2}}}{\Gamma(\frac{n}{2})} \cdot \chi^{n-2} e^{-\frac{\chi^2}{2}}$$

Hierbei ist n die Anzahl von Freiheitsgraden, das heißt in diesem Falle, die Anzahl von Observablen, die zur Berechnung der Wahrscheinlichkeit verwendet werden. Da jeweils drei Observablen verwendet werden, ist hier $n = 3$. Das "Confidence Level" berechnet sich aus der Wahrscheinlichkeit $P(\chi^2, n)$.

$$P(\chi^2, n) > 0.05 \triangleq 95\% \text{ C.L. bzw.}$$

$$P(\chi^2, n) > 0.32 \triangleq 68\% \text{ C.L.} \triangleq 1-\sigma \text{ Fehler einer Messung}$$

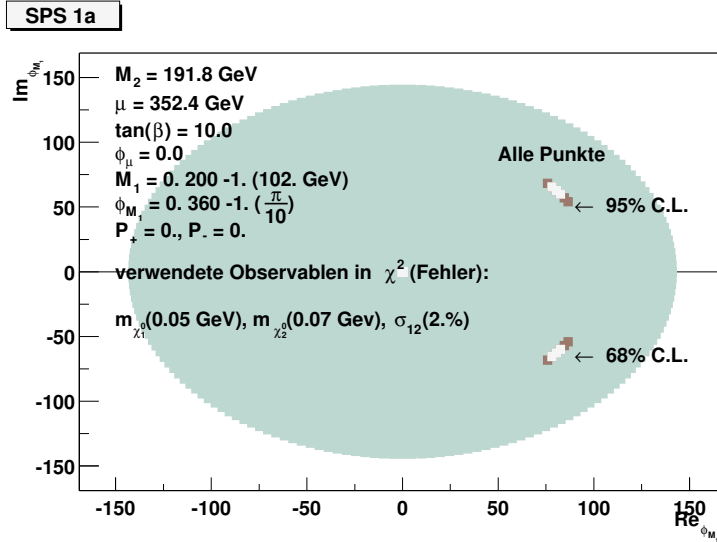


Abbildung 3.3: In der Abbildung werden 3 unterschiedliche Bereiche angezeigt. Der größte Bereich umfasst den gesamt möglichen Parameterraum von M_1 . Dann gibt es einen Bereich bei dem das Confidence Level(C.L.) bei 95 % und ein Bereich bei dem das C.L. bei 68 % liegt. Als Observablen zur Berechnung von χ^2 werden die beiden leichtesten Neutralinomassen und der Wirkungsquerschnitt σ_{12} verwendet. Der Neutralinoparameter kann mit diesen 3 Observablen am besten bestimmt werden.

Das bedeutet je geringer das “Confidence Level“, um so höher ist die Wahrscheinlichkeit, dass der betreffende Parameter außerhalb dieses Bereichs liegt. Je höher das Confidence Level, um so höher ist die Wahrscheinlichkeit, dass der Parameter innerhalb dieses Bereiches liegt. Die oben genannten C.L. sind auch die Bereiche, die in den Abbildungen 3.3 und 3.4 dargestellt sind. Dazu im Vergleich ist zusätzlich der gesamt mögliche Parameterraum abgebildet.

Wie aus dem vorherigen Kapitel erwartet, ist die Eingrenzung des M_1 -Parameterraumes erfolgreicher, wenn als dritte Variable der Wirkungsquerschnitt σ_{12} verwendet wird. Speziell das Confidence Level von 68 %, das dem 1- σ Fehler einer Messung entspricht, kann durch die zusätzliche Verwendung des Wirkungsquerschnittes anstatt der Masse von $m_{\chi_3^0}$, verbessert werden.

Zu Beginn des TESLA-Betriebes wird die hoch präzise Vermessung von $m_{\chi_2^0}$ nicht sofort möglich sein, da zu einer präzisen Vermessung durch einen Schwellenscan eine Massenabschätzung von $m_{\chi_2^0}$ nötig ist. Sollten supersymmetrische Teilchen in diesem Massenbereich entdeckt werden, gäbe es zahl-

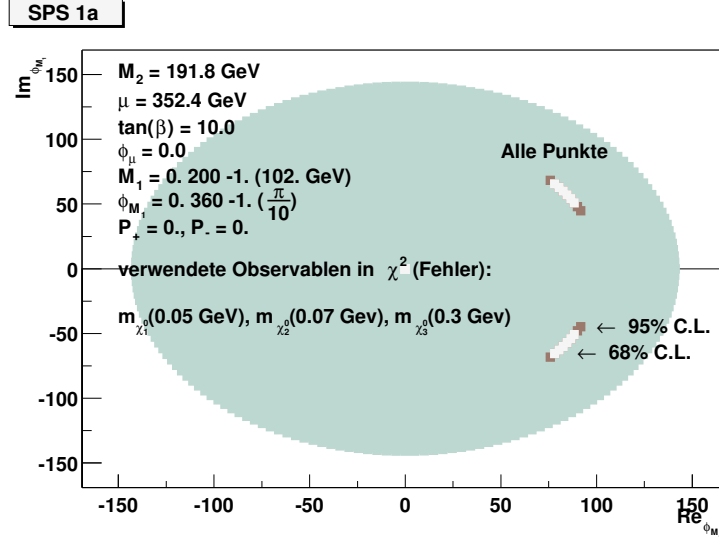


Abbildung 3.4: Hier werden die gleichen Bereiche wie in Abb. 3.3 abgebildet. Anstatt des Wirkungsquerschnittes σ_{12} wird die Masse von $m_{\chi_3^0}$ verwendet. Der Neutralinoparameter kann mit dieser Observable weniger gut bestimmt werden.

reiche Prozesse, die für Schwellenscans in Frage kämen. Mit der Vermessung des Wirkungsquerschnittes σ_{12} mit einer statistischen Unsicherheit von 2 % und der Messung der Neutralinomasse von $m_{\chi_1^0}$ aus den Slepton-Prozessen (siehe Kapitel 2.3.3) wäre eine erste Abschätzung des Parameterraumes von M_1 möglich. Abb. 3.5 zeigt wie gut diese Abschätzung wäre. Man sieht, dass der Parameterraum bereits hier deutlich eingeschränkt wird, ein Schwellenscan zur präzisen Bestimmung der beiden leichtesten Neutralinomassen kann die Präzision jedoch noch verbessern.

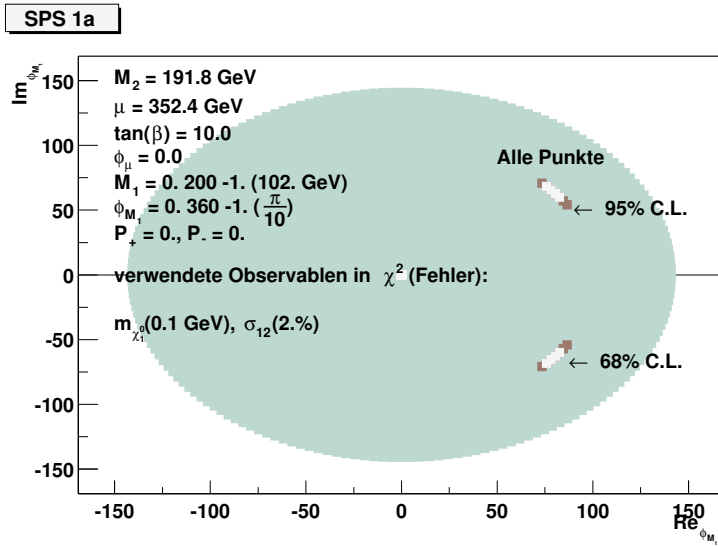


Abbildung 3.5: Die Abbildung zeigt den Parameterraum von M_1 . Die verwendete Masse $m_{\chi_1^0}$ und der Wirkungsquerschnitt σ_{12} liefern eine erste Abschätzung für den Parameter M_1 . Eine Verbesserung kann durch Schwel-
lenscans erreicht werden.

Kapitel 4

Was ist TESLA ?

TESLA ist ein neues Beschleunigerprojekt, das in internationaler Zusammenarbeit am Forschungszentrum DESY geplant und entwickelt wird [22]. Der Name TESLA steht für “TeV¹-Energy Superconducting Linear Accelerator“. Die nächste Generation eines e^+e^- -Beschleunigers wird ein Linear-Beschleuniger sein. TESLA erreicht in einer ersten Ausbaustufe Schwerpunktsenergien von 500 GeV, und soll dann in einer zweiten Ausbaustufe Schwerpunktsenergien von 800 GeV erreichen können. Motivation aus Sicht der Hochenergiephysik ist z.B. die hochpräzise Vermessung der Eigenschaften des Higgs-Bosons oder aber eine alternative Erklärung für Teilchenmassen zu finden. Eine weitere Motivation ist die Suche nach einer Theorie jenseits des Standardmodells, wie die bereits zuvor beschriebene Supersymmetrie. Die Hoffnung ist, mit dem TESLA-Beschleuniger in Energiebereiche vorzustossen, in der die leichteren supersymmetrischen Teilchen gefunden und mit hoher Genauigkeit vermessen werden können. In Folge dieser hoch präzisen Vermessung supersymmetrischer Teilchen könnten Hinweise auf eine einheitliche Beschreibungsweise der fundamentalen Naturkräfte gelingen.

Für diese Arbeit wurden die von TESLA in der ersten Ausbaustufe erreichbaren Parameter verwendet. Im folgenden möchte ich kurz auf den Beschleuniger und den Detektor von TESLA eingehen.

4.1 Der TESLA-Beschleuniger

Abb. 4.1 zeigt eine Skizze des TESLA-Beschleunigers. Die Elektronen werden hinter der Quelle vorbeschleunigt. Der Dämpfungsring formt die Teilchenbündel unter Verringerung der Emittanz², bevor sie auf der Haupt-

¹TeV $\equiv 10^{12}$ eV

²Die Emittanz ist ein Maß für die Güte des Strahls

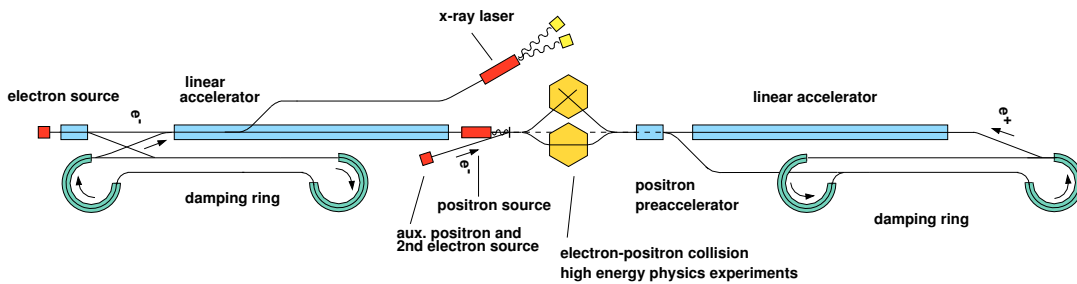


Abbildung 4.1: Übersicht des TESLA-Beschleunigers [22]

strecke auf die endgültige Energie beschleunigt werden. Der Elektronenstrahl durchläuft vor dem Wechselwirkungspunkt einen Wiggler, eine Anordnung alternierender Magnetfelder. Beim Durchlaufen des Wiggler werden die Elektronenpakete zu einer Schwingung angeregt, in Folge derer sie Synchrotron-Strahlung³ produzieren. Die abgestrahlten Photonen werden in einem dünnen Target in e^+e^- -Paare konvertiert. Die Positronen dienen als Quelle für den zweiten Zweig. Der wesentliche Unterschied zwischen TESLA und anderen Linear-Beschleuniger-Projekten, wie dem JLC (Japan Linear Collider) oder dem NLC (Next Linear Collider), besteht in der Verwendung supraleitender Kavitäten⁴ (siehe Abb. 4.2) zur Beschleunigung der Teilchenpakete. Daraus ergibt sich der Vorteil, dass erheblich größere Toleranzen bei der räumlichen Ausrichtung des Beschleunigers ausreichend sind und die elektrische Energie effizienter in Strahlenergie transformiert werden kann. In Tab. 4.1 sind einige Parameter des Beschleunigers aufgeführt.

4.2 Der TESLA Detektor

Zu Beginn des Kapitels wurden einige Ziele des TESLA-Projektes vorgestellt. Dies setzt einen Detektor voraus, dessen Leistungsfähigkeit in mehreren Punkten heutige Detektoren übertrifft. In Tab. 4.2 sind die Werte für das angestrebte Auflösungsvermögen für eine Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ bis zu $\sim 1\text{TeV}$ zusammengefasst. In Abb. 4.3 ist eine Skizze des Quadranten des TESLA-Detektors abgebildet.

³Synchrotron-Strahlung: wird von geladenen Teilchen abgegeben, wenn diese beschleunigt werden. Erstmals beobachtet an einem Synchrotron und danach benannt.

⁴Hohlraumresonatoren

Schwerpunktsenergie E_{CMS}	500	800	GeV
Luminosität	$3 \cdot 10^{34}$	$5 \cdot 10^{34}$	$cm^{-2}s^{-2}$
Pulsdauer	950	850	μs
Abstand der Teilchenpakete	337	189	ns
Wiederholrate	5	3	Hz
Strahlgröße σ_x^* am IP	553	391	nm
Strahlgröße σ_y^* am IP	5	2	nm
Länge der Teilchenpakete am IP	0.3	0.3	mm
norm. Emittanz am IP (x,y)	10, 0.03	8, 0.01	μm
Beschleunigungsgradient	25	40	$\frac{MV}{m}$
Elektrische Leistung	95	132	MW
Strahlleistung	16.3	15.6	MW
Beamstrahlung	3.3	4.7	%

Tabelle 4.1: *Parameter des TESLA-Beschleunigers (IP, engl. Interaction Point, Wechselwirkungspunkt) [22]*

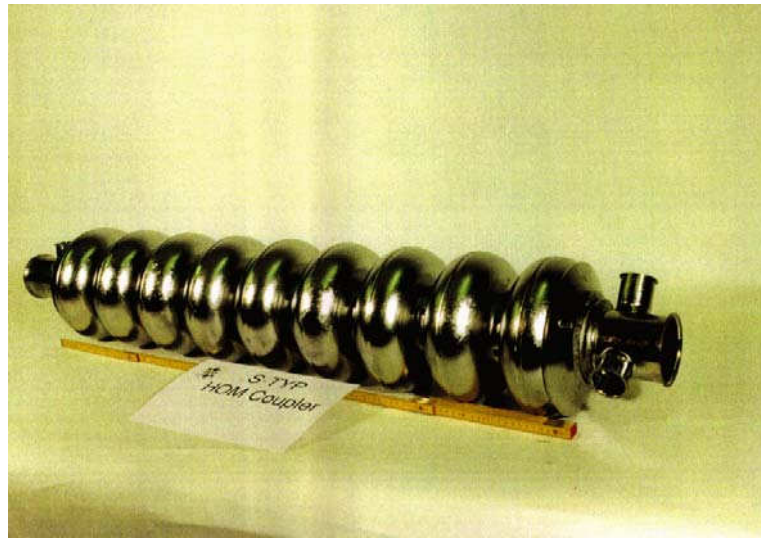


Abbildung 4.2: *Das Kernstück von TESLA sind 2 je 16.5 km lange Beschleunigungsstrecken, die aus einer Aneinanderreihung von 9-zelligen Hohlraumresonatoren bestehen. Diese Kavitäten besitzen eine dünne supraleitende Niob-Titan Beschichtung. Der Beschleunigungsgradient in der ersten Ausbaustufe für TESLA beträgt $25 \frac{MV}{m}$.*

Detektoreinheit	angestrebtes Auflösungsvermögen
Vertexdetektor (VTX)	$\delta(IP_{r\phi,z}) \leq 5\mu m \oplus \frac{10\mu m \frac{GeV}{c}}{psin(\theta)^{\frac{3}{2}}}$
Vorwärtsdetektor (FTD)	$\frac{\delta p}{p} \leq 20\%, \delta_\theta \leq 50\mu rad$ für $p = 10 - 400 \frac{GeV}{c}$ bis zu $\theta \sim 100 mrad$
“Time Projection Chamber“ (TPC)	$\delta(\frac{1}{p_t})_{TPC} \leq 2 \cdot 10^{-4} (\frac{GeV}{c})^{-1}$ für $\sigma(\frac{dE}{dx}) \leq 5\%$
“Silicon Intermediate Tracker“ (SIT)	$\sigma_{point} = 10\mu m$ verbessert $\delta(\frac{1}{p_t})$ um 30%
Vorwärts Kammern	$\sigma_{point} = 100\mu m$
Elektromagnetisches Kalorimeter (ECAL)	$\frac{\delta E}{E} \leq 0.10 \frac{1}{\sqrt{E(GeV)}} \oplus 0.01$ feine 3-dim. Granularität
Hadronisches Kalorimeter (HCAL)	$\frac{\delta E}{E} \leq 0.50 \frac{1}{\sqrt{E(GeV)}} \oplus 0.04$ feine 3-dim. Granularität
Magnetfeld	4T, Uniformität $\leq 10^{-3}$
Eisenjoch(MUON)	“Tail Catcher“ und ein hoch effizienter Muon-Tracker
“Low Angle Tagger“ (LAT)	83.1-27.5 mrad kalorimetrische Abdeckung
Luminositäts Kalorimeter (LCAL)	Schnelles lumi feedback veto bei 4.6-27.5 mrad
Gesamtes “Tracking“	$\delta(\frac{1}{p_t}) \leq 5 \cdot 10^{-5} (\frac{GeV}{c})^{-1}$ systematisch $\leq 10\mu m$
“Energy Flow“	$\frac{\delta E}{E} \simeq 0.3 \frac{1}{\sqrt{E(GeV)}}$

Tabelle 4.2: Angestrebte Ziele eines Detektors für TESLA, ausgelegt auf eine Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ von bis zu $\sim 1TeV$ [22]

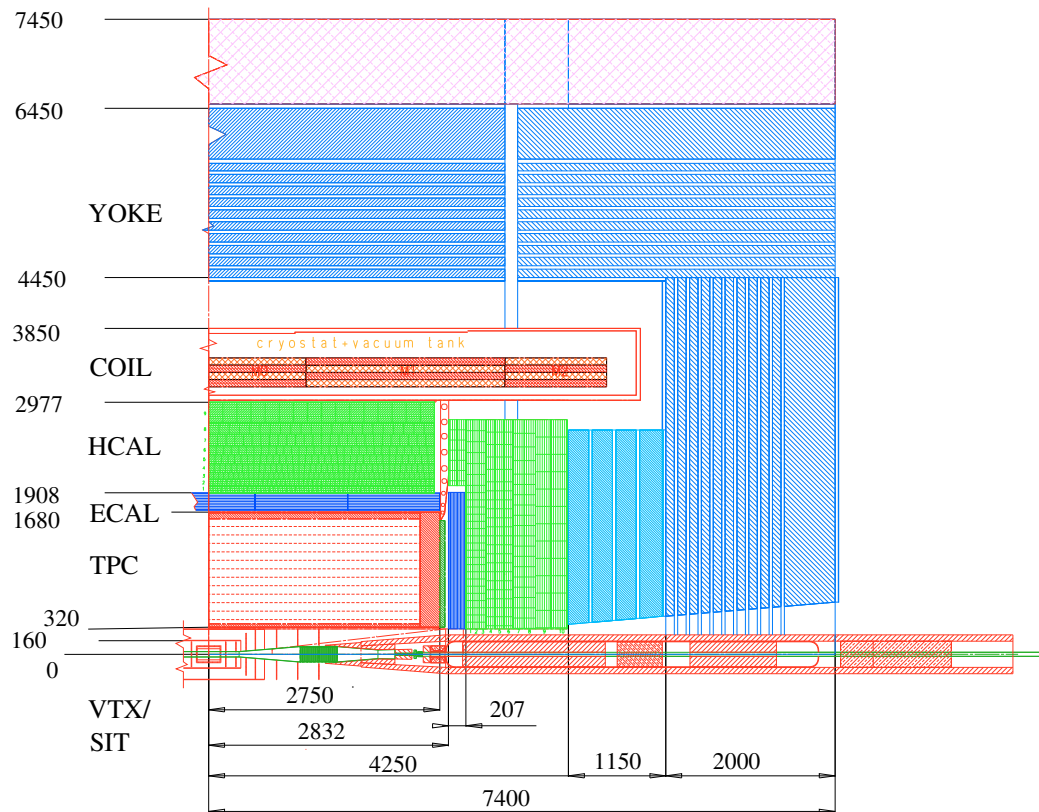


Abbildung 4.3: Blick auf den Quadranten des TESLA-Detektors (siehe Band 4, Kapitel 1.2 des Technical Design Report (TDR) [22]). Die Dimensionen sind in mm angegeben.

4.2.1 Das zentrale Spursystem

Die Aufgabe des zentralen Spursystems besteht darin, die Rekonstruktion der Spuren von geladenen Teilchen, die in der Wechselwirkung erzeugt wurden zu ermöglichen. Besonderer Wert wird auf eine genaue Bestimmung der Position von Primär- und Sekundärvertices, der Impulsmessung und des spezifischen Energieverlustes gelegt. Anhand dieser Messungen ist eine Hypothese über den Teilchentyp möglich. Das System besteht aus dem Vertexdetektor, einem zweilagigen "Silicon Intermediate Tracker" (SIT), einer "Time Projection Chamber" (TPC) als Hauptkomponenten und einer Vorwärtskammer hinter den Endkappen der TPC.

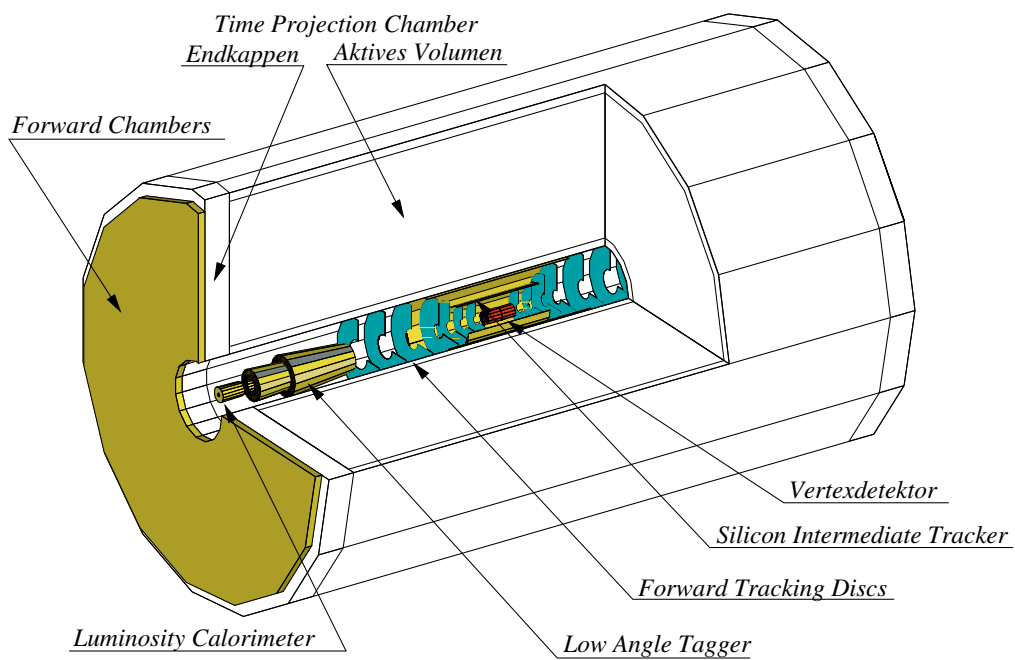


Abbildung 4.4: Das geplante System der Spurdetektoren für TESLA: Diese Darstellung zeigt den Planungs-Stand vom Frühjahr 2000.

Der Vertexdetektor

Der Vertexdetektor dient in erster Linie der Rekonstruktion von Sekundär-Vertizes, die beim Zerfall von Hadronen mit schweren Quarks und Taus auftreten. Er ist als fünflagiger CCD-Pixeldetektor⁵ mit einer Ortsauflösung von $3.5\mu\text{m}$ geplant. Die innersten CCD-Elemente werden bei einem Radius von 1.55 cm möglichst nahe dem Strahlrohr mit einem Außenradius von 1.5 cm montiert, die äußere Detektorlage besitzt einen Radius von 6 cm. Der Impakt-Parameter soll mit einer Genauigkeit von $\delta(IP_{r\phi,z}) \leq 5\mu\text{m} \oplus \frac{10\mu\text{m} \frac{\text{GeV}}{c}}{p \sin(\theta)^{\frac{3}{2}}}$ bestimmt werden. In den fünf Lagen ist eine eigenständige Rekonstruktion von Spurelementen möglich, dies stellt eine Erleichterung für die Rekonstruktion des gesamten Ereignisses dar.

Die Vorwärtsdetektoren

In Vorwärtsrichtung schließen sich dem Vertexdetektor je sieben Siliziumscheiben senkrecht zur Strahlachse an. Sie erhöhen die Impulsauflösung von Spuren unter kleinen Polarwinkeln θ wesentlich, wobei alle Scheiben sensitiv bis $\theta = 7^\circ$ sind. Die ersten drei Scheiben sind als Pixeldetektoren mit einer Pixelgröße von $(50 \times 200)\mu\text{m}^2$ geplant, die folgenden Streifendetektoren mit einer Auflösung von $25\mu\text{m}$.

Der Silicon Intermediate Tracker (SIT)

Der Bereich zwischen Vertexdetektor und TPC wird mit zwei hochauflösenden zylindrischen Siliziumdetektoren (SIT⁶) bei Radien von 16 cm und 30 cm instrumentiert. Die SITs bestehen aus je zwei unter einem Winkel rückseitig aufeinander montierten Streifendetektoren, so dass der Ort von Ladungsdepositionen zweidimensional bestimmbar ist. In azimuthaler Richtung wird eine Auflösung von $10\mu\text{m}$ angestrebt, um eine Impulsauflösung im Barrel-Bereich⁷ zu verbessern. Außerdem erleichtert diese Komponente die gegenseitige Zuordnung von Spursegmenten in der TPC und dem Vertexdetektor und die Rekonstruktion von Sekundärvertizes langlebiger Teilchen.

⁵CCD, engl. Charged Coupled Device

⁶Als SIT werden im folgenden sowohl die einzelnen Lagen, als auch das System aus zwei Lagen bei 16 cm und 30 cm bezeichnet

⁷Barrel, engl. Faß: Gemeint ist der Polarwinkelbereich, in dem eine Spur die TPC durchquert, ohne auf die Endkappen zu treffen.

Die Time Projection Chamber (TPC)

Die TPC bildet die Hauptkomponente des Spurkammersystems im TESLA-Detektor. Mit ihren Auslesezellen sichert sie leistungsfähige Spurenerkennung auch in den zu erwartenden Multi-Jet-Ereignissen. Ihre Abmessungen betragen 32 cm bis 170 cm in radialer Richtung bei einer Länge von 5.4 m. Als Zählgas wird eine $\text{Ar-CH}_4\text{-CO}_2$ -Mischung bei atmosphärischem Druck verwendet. Die Hauptaufgabe der TPC ist die Messung des Impulses. Die TPC ermöglicht eine Teilchenidentifikation über die Bestimmung des spezifischen Energieverlustes durch Ionisation: Nach der Bethe-Bloch-Formel hängt der mittlere Wert $\frac{dE}{dx}$ von der Geschwindigkeit eines Teilchens ab. Aus dem gemessenen Impuls einer Spur ergeben sich in Abhängigkeit von der Teilchenmasse unterschiedliche Geschwindigkeiten und Energieverluste, so daß Wahrscheinlichkeiten für verschiedene Teilchenhypothesen berechnet werden können. Das angestrebte Auflösungsvermögen ist für die Spur $\delta(\frac{1}{p_t})_{TPC} \leq 2 \cdot 10^{-4} (\frac{GeV}{c})^{-1}$ und für den Energieverlust $\sigma(\frac{dE}{dx}) \leq 5\%$.

4.2.2 Die Kalorimeter

Das elektromagnetische (ECAL) und hadronische (HCAL) Kalorimeter messen die Energie sowohl geladener, als auch neutraler Teilchen. Sie schließen idealerweise den gesamten Raumwinkel hermetisch ab und müssen eine maximale Ausdehnung in Einheiten der Strahlungslänge X_0 bzw. der nuklearen Wechselwirkungslänge λ besitzen. Hiermit wird sichergestellt, dass alle elektro-magnetisch oder stark wechselwirkende Teilchen detektiert werden.

Um nicht von dem störenden unsensitiven Material ($\approx 1\lambda$) der supra-leitenden Spule beeinträchtigt zu werden, werden die Kalorimeter sehr kompakt konstruiert und innerhalb der Spule platziert. Dadurch wird insbesondere die Winkelauflösung für Photonen deutlich verbessert.

Das elektromagnetische Kalorimeter (ECAL)

Das elektromagnetische Kalorimeter besteht aus 30 Lagen von 1.4 mm Wolfram, 10 Lagen von 4.2 mm Wolfram und 0.5 mm Silizium. Die gesamte Stärke von 18.4 cm entspricht $24 X_0$ oder 1λ . Der Energieverlust der Teilchenschauer, die vornehmlich in der Wolframschicht entstehen, wird anhand ihrer Ionisation in den Siliziumebenen gemessen. Ausgelesen wird das ECAL in Zellen von $1 \times 1 \text{ cm}^2$ Größe. Diese hohe Granularität ermöglicht eine genaue Bestimmung der Richtung von Photonen, eine gute Elektron- und Pionsepe-

ration anhand der räumlichen Schauerentwicklung und eine Zuordnung von geladenen und neutralen Clustern ⁸. Für Photonen und Elektronen soll eine Energieauflösung von $\frac{\sigma_E}{E} = \frac{13\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} + 0.7\%$ erreicht werden.

Das hadronische Kalorimeter (HCAL)

Elektronen und Photonen deponieren nahezu ihre gesamte Energie im ECAL. Es wird zur Messung der Energie von Hadronen noch von dem HCAL umschlossen. Auch das HCAL ist als “Sampling“ Kalorimeter ausgeführt. Es wird im Barrel-Bereich von 40 Lagen zu je abwechselnd 2 cm Edelstahl und 5 mm Szintillator gebildet, der über szintillierende Fasern mittels APDs⁹ bei einer Granularität von $(5 \times 5) \text{ cm}^2$ ausgelesen wird. Eine Alternativ zu dieser Auslesemethode ist eine $(1 \times 1) \text{ cm}^2$ Auslese mit Hilfe eines digitalen Kalorimeters.

Endkappen erweitern die Akzeptanz beider Kalorimeter bis zu Polarwinkeln von $4^\circ \leq \theta \leq 176^\circ$. Um der mittleren Energiedeposition, die unter keinen Polarwinkeln ansteigt, Rechnung zu tragen, sollen die Endkappen des hadronischen Kalorimeters auf 10λ ausgedehnt werden indem das Rückflußjoch der Spule in diesem Bereich ebenfalls instrumentiert wird.

Die Raumauffüllung der Kalorimeter bis zur Spule wird durch weitere Lagen des HCALs optimiert, so dass das ECAL und das HCAL in jede Raumrichtung wenigstens 4.8λ messen.

Spule und Myondetektor

Sowohl das zentrale Spursystem, als auch die Kalorimeter werden von einer supraleitenden Spule umschlossen, die ein solenoides Magnetfeld von $B = 4 \text{ T}$ erzeugt. Das Rückflußjoch der Spule wird als Myondetektor instrumentiert. Bei ausreichend feiner Segmentierung könnte es außerdem die Hermitizität der Kalometrie erhöhen, indem Ausläufer ausgedehnter Schauer außerhalb der Spule nachgewiesen werden.

4.2.3 Die Maske

Die Hauptaufgabe der Maske (Abb. 4.5) ist die Abschirmung von Untergrundstrahlung. Dabei handelt es sich in erster Linie um Elektron-Positron-

⁸“energy-flow“-Objekte

⁹Avalanche Photo Diodes

Paare aus der Beamstrahlung¹⁰ und um Sekundärteilchen, die durch Photonbeschuß (ebenfalls aus der “Beamstrahlung”) im letzten Quadrupol der Strahlfokussierung entstehen [25]. Wegen der guten Abschirmeigenschaften besteht die Maske aus Wolfram und Kohlenstoff.

Zusätzlich ist die Maske mit dem sogenannten “Low Angle Tagger“ (LAT), einem kalorimetrischen Detektor instrumentiert, der Teilchen bis zu Polarwinkeln von 23.5 bis 83 mrad nachweisen kann. In der Maske befindet sich außerdem ein Kalorimeter für die Messung der Luminosität LCAL.

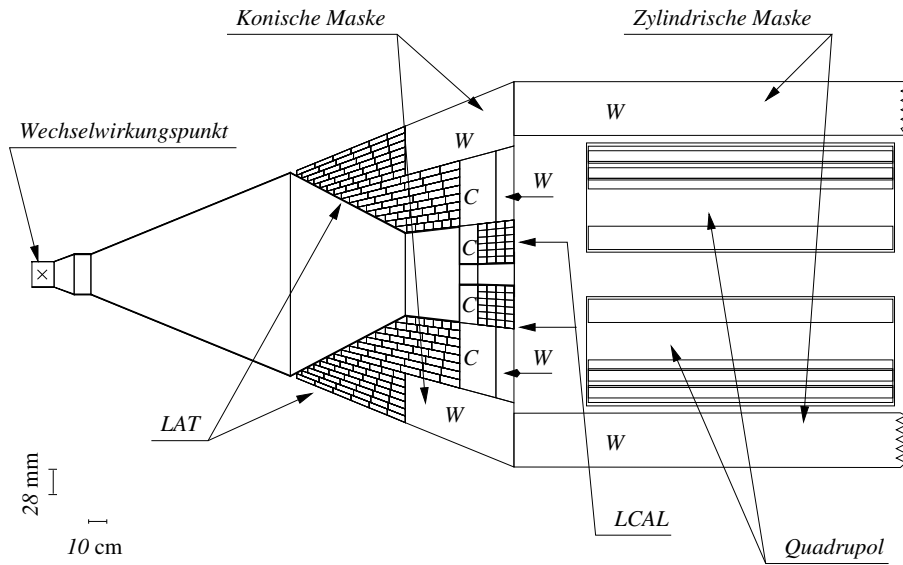


Abbildung 4.5: *Detaildarstellung der Maske mit LCAL und LAT. Wegen der guten Abschirmeigenschaften besteht die Maske aus Wolfram W und Kohlenstoff C. Die vertikale Skala ist etwa 4-fach gestreckt dargestellt.*

4.3 Schnelle Detektor-Simulation

Es gibt zwei Möglichkeiten Detektoren zu simulieren. Die aufwändige und exakte Methode ist die Simulation jedes einzelnen Messpunktes. Dies berücksichtigt die Detektorgeometrie, Teilchenschauer im Detektor, Rauschen der Detektoren und Auslesesysteme etc. Man erhält Datensätze, die

¹⁰Die Elektronen/Positronen der kollidierenden Pakete bewegen sich im elektrischen Feld des jeweils anderen Paketes. Durch die feine Fokussierung bei TESLA sind die Feldstärken so groß, daß es zur Emission zahlreicher hochenergetischer Photonen von Teilchen beider Pakete kommt. Diesen Effekt nennt man “Beamstrahlung”.

den Daten des späteren Experiments äquivalent sind. Wie bei einem realen Experiment müssen nun Spuren erkannt, Energiemessungen im Kalorimeter den Spuren zugeordnet und Teilchen identifiziert werden. Jeder dieser Schritte ist fehlerbehaftet und führt in der Summe zu einer charakteristischen Energie- und Impulsauflösung des Detektors inklusive der Ausleseelektronik und -software. Eine solche Simulation wird für den TESLA-Detektor von dem Programmpaket BRAHMS [26] durchgeführt. Es basiert auf dem Paket GEANT 3 [31].

Für Simulationen wie die hier vorgestellte Analyse ist es jedoch ausreichend, die charakteristische Auflösung des Detektors anhand der vollen Simulation zu parametrisieren. Die Fähigkeiten des Detektors werden dann nicht exakt simuliert, sondern nur statistisch variiert. Der Vorteil dieser Methode der Detektorsimulation ist, dass sie deutlich schneller durchgeführt werden kann.

4.3.1 SIMDET

Verwendet wird das Programm SIMDET 4 [27]. Dieses Programm parametrisiert Energie- und Impulsauflösung und simuliert Nachweisschwellen und -wahrscheinlichkeiten. Als Eingabe dienen dem Programm die Viererimpulse und die Identität der Teilchen eines Ereignisses, die den Detektor erreichen. Alle parametrisierten Auflösungen entsprechen denen eines Detektors, wie er im TDR [22] für TESLA vorgeschlagen wurde.

Die nach den internen Generator-Schnitten verbleibenden Impulse werden nach der Parametrisierung verschmiert. Dieser Parametrisierung liegen die Detektorparameter des TDR [22] zugrunde. Die angenommene Impulsauflösung $\frac{\sigma_p}{p^2}$ liegt bei $\frac{\sigma_p}{p^2} = 0.6 \times 10^{-4} (\text{GeV})^{-1}$ für senkrecht einfallende Spuren mit hinreichend großen Impulsen. Die Messung der Energie wird getrennt für das elektromagnetische (Elektronen, Photonen) und das hadronische (Hadronen) Kalorimeter simuliert. Jedes Teilchen erzeugt im realen Detektor in vielen Kalorimeterzellen Meßsignale. In SIMDET werden diese als sogenannte Cluster simuliert. Die verwendeten Nachweisschwellen und Auflösungen für Energiemessungen im elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter sind in Tab. 4.3 zusammengefaßt.

Für die Ausgabe werden in SIMDET Spuren und Cluster zu “energy-flow¹¹“-Objekten zusammengefaßt. Diese Objekte werden als die rekonstruierten Teilchen angesehen. Da in SIMDET 4 keine Teilchenidentifikation parametrisiert wird, werden alle “energy-flow“-Objekte als Elektronen (geladene Objekte im ECAL), Photonen (neutrale Objekte im ECAL), Pionen (gela-

¹¹ “energy-flow“-Objekt, wörtl.: Energiefluß-Objekt

	$\Delta E/E$	Nachweisschwelle [MeV]
ECAL	$0.102/\sqrt{E} + 0.006$	100
HCAL	$0.405/\sqrt{E} + 0.042$	200

Tabelle 4.3: *Energieauflösungen und Nachweisschwellen für elektromagnetisches (ECAL) und hadronisches Kalorimeter (HCAL). Die Energie E der Teilchen ist in GeV einzusetzen.*

dene Objekte im HCAL) oder K^0 -Mesonen (neutrale Objekte im HCAL) behandelt. Lediglich die Identität von Myonen wird beibehalten, da man davon ausgehen kann, daß sie auch im realen Experiment mit hoher Wahrscheinlichkeit identifiziert werden können.

interne Generatorschnitte

In SIMDET gibt es interne Generator-Schnitte, die ein Ereignis aussortieren. Teilchen mit einem Transversalimpuls $|p_t|$ von weniger als 50 MeV werden nicht weiter berücksichtigt. Diese Teilchen befinden sich entweder außerhalb des sensitiven Bereichs bei sehr flachen Winkeln zu der Strahlachse, oder haben einen Gesamtimpuls unterhalb der Nachweisschwelle. Daneben werden 1 % aller Spuren nicht berücksichtigt, da für die Spurrekonstruktion in der TPC eine Effizienz $\epsilon = 99\%$ angenommen wird. Die Energie der betreffenden Teilchen wird aber trotzdem weiter berücksichtigt, sofern diese das Kalorimeter erreichen. Dies führt zu einer drastischen Reduktion der in der Hauptanalyse benutzten Datenmenge, ohne die Signaleffizienz nennenswert zu mindern. Die Generator-Schnitte betreffen hauptsächlich die 2-Photon-Prozesse.

Kapitel 5

Analyse des Prozesses

$$\chi_1^0 \chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0 \chi_1^0 \tau^+ \tau^-$$

5.1 Die Simulation der Signal- und Untergrundprozesse

Um die bei einer Elektron-Positron Kollision entstehenden Ereignisse untersuchen zu können, ist es notwendig die Reaktionen, wie sie sowohl im SM, als auch in Modellen jenseits des SM vorhergesagt werden, angepasst an die physikalischen Parameter zukünftiger Beschleuniger, vorab zu simulieren. Dadurch können wie in diesem Falle der Suche nach supersymmetrischen Teilchen schon vorab für verschiedene Szenarien Suchstrategien entwickelt werden, die beschreiben, wie präzise diese Ereignisse vermessen und welche physikalische Größen zur Vermessung eines physikalischen Ereignisses geeignet sind. Ein Programm, das dieses leistet, nennt man “Monte-Carlo-Simulation“. Die für diese Arbeit verwendeten Simulationsprogramme sollen im folgenden kurz vorgestellt werden.

5.1.1 SUSYGEN

Das Programm SUSYGEN [28] wurde für diese Arbeit zur Generierung des supersymmetrischen Prozesses benutzt. Das Programm kann in zweifacher Hinsicht benutzt werden. Einmal als ein Standard Monte-Carlo-Programm zur Generierung von Ereignissen für einen bestimmten Satz von SUSY-Parametern. Zudem kann einen Scan über einen bestimmten Satz von SUSY-Parametern, in diesem Fall speziell über die Variation der Parameter M_1 und ϕ_{M_1} durchgeführt werden. Beide Optionen wurden für diese Arbeit verwendet. In beiden Fällen können die Massen, die Wirkungsquerschnitte und die

Verzweigungsverhältnisse von **SUSYGEN** berechnet werden.

Die benutzten Prozesse sind:

$$\begin{aligned} e^+e^- &\rightarrow \chi_i^0\chi_j^0 \text{ (Signalprozess)} \\ e^+e^- &\rightarrow \chi_1^+\chi_1^- \text{ (SUSY-Untergrund)} \\ e^+e^- &\rightarrow \tilde{\tau}\tilde{\tau} \text{ (SUSY-Untergrund)} \end{aligned}$$

Zudem können unterschiedliche supersymmetrische Modelle benutzt werden. Das MSSM mit dem SUSY-Parametersatz $M_1, \phi_{M_1}, M_2, \mu, \phi_\mu, \tan\beta$ wurde in dieser Analyse für die Abtastung über den Parameterraum M_1 und ϕ_{M_1} (siehe Kap. 3) genutzt. Bei der Generierung der Ereignisse wurden “Initial State Radiation¹“ und “beamstrahlung²“ berücksichtigt.

5.1.2 PYTHIA

Für die Simulation des SM Untergrundes wurde der Monte-Carlo-Generator PYTHIA [29] verwendet. Da der Signalprozess in dem für diese Arbeit gewählten SUSY-Szenario hauptsächlich in zwei Taus zerfällt, wurden die SM-Reaktionen, die mit PYTHIA generiert wurden, so gewählt, dass sie eine hohe Signalähnlichkeit aufweisen:

$$\begin{aligned} e^+e^- &\rightarrow W^+W^- \rightarrow \tau^+\tau^-\nu\bar{\nu} \\ e^+e^- &\rightarrow \gamma^*/Z \rightarrow \tau^+\tau^- \\ e^+e^- &\rightarrow Z^0Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-\nu\bar{\nu} \\ e^+e^- &\rightarrow \gamma\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-e^+e^- \\ e^+e^- &\rightarrow \gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}e^+e^- \end{aligned}$$

5.2 Endpunktmethode zur Massenrekonstruktion

Wie bereits in Kap. 2.3.2 erläutert, zerfällt das Neutralino χ_2^0 im betrachteten Parameterbereich dominant über ein Stau in zwei Taus und das leichteste Neutralino. In Abb. 5.1 wird dieser Prozess noch einmal wiedergegeben.

In einem Detektor können nur die Taus, bzw. deren Zerfallsprodukte nachgewiesen werden. Da das χ_1^0 elektrisch neutrales und stabil ist, hinterlässt

¹Strahlungskorrekturen durch die Abstrahlung von Photonen im Anfangszustand des Prozesses

²Photonwechselwirkungsprozesse, die durch Anziehung zweier kollidierender Teilchenpakete entsteht.

Wie in Kapitel 2.3.3 beschrieben darf die Masse von χ_1^0 aus dem Spektrum von Slepton Messungen als bereits bekannt vorausgesetzt werden. Mit der Information von $m_{\chi_1^0}$ und der Abschätzung über die Massendifferenz lässt sich daher eine Abschätzung für die Masse von χ_2^0 geben. Diese Massenhypothese lässt sich weit genauer mit einer präzisen Vermessung des Wirkungsquerschnittes an der Produktionsschwelle des Prozesses $\chi_1^0 \chi_2^0$ bestimmen (siehe Kapitel 2.3.3). Für einen so genannten “Schwellen-Scan“ muss jedoch die Produktionsschwelle aus anderen Messungen bereits bekannt sein, da die Energie des Beschleunigers auf diese spezielle Energie eingestellt werden muss. Mit der hier vorgestellten Methode lässt sich die Massendifferenz bei einer Schwerpunktsenergie von 500 GeV abschätzen. Wie groß die statistische Unsicherheit auf die Massendifferenz ist, wird in Kap. 6.3 beschrieben. Abb. 5.2 zeigt das Spektrum der invariante Masse wie sie für eine integrierte Luminosität von $L = 500 fb^{-1}$ generiert wurde. ISR und beamstrahlung wurden jedoch noch nicht berücksichtigt. Es ist gut erkennbar, dass die tatsächliche Massendifferenz von $|m_{\chi_2^0} - m_{\chi_1^0}| = 79.3$ GeV gut wiedergegeben wird. Der für die Bestimmung der Massendifferenz entscheidende Bereich ist der des Endpunktes. Der Verlauf des Histogramm zeigt jedoch, dass gerade in diesem Bereich eine geringe Statistik vorherrscht. Dies liegt unter anderem daran, dass die invariante Masse der τ -Zerfallsprodukte, nicht τ selber rekonstruiert wird.

Eine mögliche Methode dieses zu verbessern ist die im nächsten Abschnitt untersuchte Methode der Massenrekonstruktion von Tau Zerfällen in 3 geladene Pionen, sogenannten 3-prong-Zerfällen.

5.3 Die Massenrekonstruktion von $\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^\pm \pi^\mp \nu_\tau$

Für die exakte Rekonstruktion der Massendifferenz $|m_{\chi_2^0} - m_{\chi_1^0}|$ ist es wichtig die invariante Masse der beiden τ -Jets zu kennen, da der Endpunkt des invarianten Massenspektrums der beiden Taus eine Abschätzung für $|m_{\chi_2^0} - m_{\chi_1^0}|$ ist. Je genauer also der tatsächliche 4er-Impuls rekonstruiert wird, um so präziser kann auch der Endpunkt des invarianten Massen Spektrums bestimmt werden. Ein Prozess bei dem eine exakte Rekonstruktion des 4er-Impulses des Tau möglich ist, ist der Zerfall $\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^\pm \pi^\mp \nu_\tau$. In diesem Fall werden die Spuren der 3 Pionen vollständig rekonstruiert. Lediglich das Tau-Neutrino kann nicht im Detektor nachgewiesen werden. Es ist jedoch rekonstruierbar. Im folgenden soll die Methode der Rekonstruktion des Neutrinos vorgestellt werden.

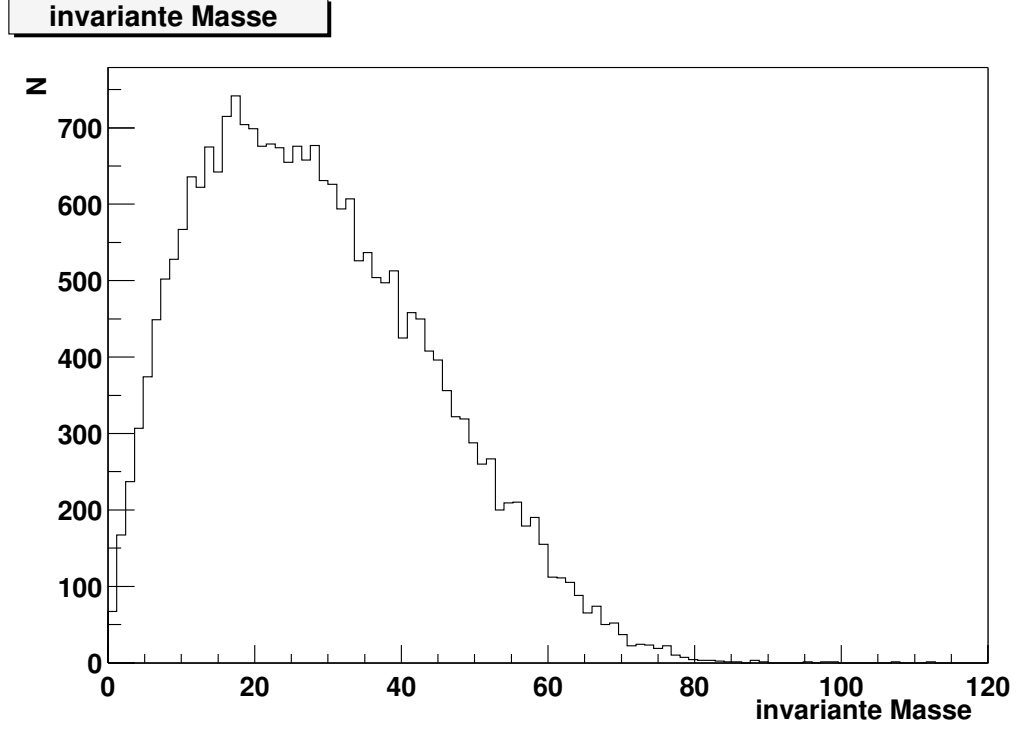


Abbildung 5.2: invariante Masse Δm der Reaktion $\chi_1^0 \chi_2^0$ für eine integrier- te Luminosität von $L = 500 fb^{-1}$. Die Ereignisse wurden ohne ISR und Beamstrahlung generiert. Der Endpunkt dieses Spektrums gibt eine gute Abschätzung für die tatsächliche Massendifferenz an, die im verwendeten Szenario bei 79.3 GeV liegt.

Die in diesem Prozess produzierten 4er-Impulse sind P_τ, P_{ν_τ} und die 4-Impulse der 3 Pionen. Diese können jedoch zu einem gemeinsamen 4er-Impuls P_{jet} zusammengefasst werden. Alle 4 Komponenten des Jets können vom Detektor gemessen werden, so dass nur 8 unbekannte Parameter verbleiben. Dies sind die 4er-Vektoren von P_τ und P_{ν_τ} . Es gilt also 8 Zwangsbedingungen zu finden, die es ermöglichen, das System komplett zu beschreiben. Über das System ist bekannt:

- $P_\nu + P_{jet} = P_\tau$. Die Vierer-Impulse von Neutrino und Jet ergeben den Vierer-Impuls des Tau. Dies ergibt vier Zwangsbedingungen.
- $P_{\nu^2} = 0$. Die Masse des Neutrino ist sehr klein und wird deshalb mit 0 angenommen. Dies ergibt eine Zwangsbedingung.

- $(P_\nu + P_{jet})^2 = m_\tau^2$. Die Masse des Tau ist bereits bekannt. Dies ergibt eine Zwangsbedingung.
- $\frac{p_{\vec{vtx}}}{|p_{\vec{vtx}}|} \cong \frac{\vec{p}_\tau}{|\vec{p}_\tau|}$ Die Richtung des sehr genau definierten Wechselwirkungspunkt zum gemessenen Sekundärvertex entspricht der Bewegungsrichtung des Tau. Dies ergibt 2 Zwangsbedingungen.

Insgesamt erhält man 8 Zwangsbedingungen. Das System ist also vollständig rekonstruierbar.

Da die Lebensdauer der SUSY-Teilchen im betrachteten Modell so klein ist, darf man annehmen, dass sie direkt am Kollisionspunkt der Teilchenpakete auch zerfallen. Die Mitte des Detektors stellt dabei den Primärvertexpunkt (0,0,0) dar. Der sekundäre Vertexpunkt ist eine Hypothese für den wahrscheinlichsten Kreuzungspunkt, der sich aus den 3 Spuren der Pionen rekonstruieren lässt. Die Koordinaten dieses Zerfallspunktes des Tau (x_0, y_0, z_0) subtrahiert vom Nullpunkt des Detektors (0,0,0) ergibt der Vektor der Bewegungsrichtung des Tau.

Für den Zerfallskanal $\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm \nu_\tau$ kann diese Methode nicht angewendet werden, da sich aus nur einer Spur kein sekundärer Vertexpunkt rekonstruieren lässt und damit das System nicht vollständig rekonstruieren lässt. Die Schwierigkeit, die sich daher ergibt, ist der geringe Anteil an Ereignissen, die für diese Methode zur Verfügung stehen. Das Verzweigungsverhältnis für $\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^\pm \pi^\mp \nu_\tau$ beträgt 14.6 %. Da das Verfahren für beide Taus angewendet wird, beträgt der Prozentsatz der dafür in Frage kommenden Ereignisse nur noch 2.13 %. Das hat zur Folge, dass die Effizienz der Rekonstruktion sehr hoch und sehr präzise sein muss, um überhaupt einen nennenswerten Effekt zu erzielen. In dieser Analyse wurden eine Gesamtanzahl von insgesamt 32000 Ereignissen verwendet. Das heißt, man erwartet in diesem Falle ca. 682 Ereignisse, die für diese Methode in Frage kommen. Die Ergebnisse und hierbei auftretenden Probleme werden später in Kap. 5.3.2 beschrieben.

Durch eine Transformation des Jetimpulses in eine transversale bzw. longitudinale Komponente bezogen auf die angenommene Bewegungsrichtung des Tau lässt sich das System zusätzlich vereinfachen. Da der transversal Impuls des Neutrinos aufgrund der Impuls-Erhaltung entgegengesetzt des transversalen Jet-Impulses sein muss, wird nur noch der longitudinal Anteil des Neutrino Impulses P_ν^L benötigt:

$$P_{jet}^T = -P_\nu^T = \vec{P}^T$$

In Abb. 5.3 wird die Aufspaltung des Impuls skizziert. Den longitudinal bzw. transversalen Impuls des Jets erhält man aus der Projektion des Jet-impulses auf die Bewegung der τ -Flugrichtung. Man berechnet den

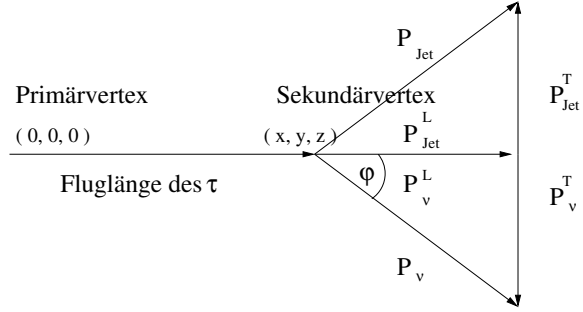


Abbildung 5.3: Darstellung der Transformation in ein longitudinales bzw. transversales Koordinatensystem.

Winkel θ aus der der Bewegungsrichtung der τ -Flugrichtung und der Bewegungsrichtung des Jet-Impulses. Mit dem Winkel θ ergibt sich der longitudinale bzw. transversale Impuls zu:

$$\cos(\varphi) = \frac{p_{x_{jet}} \cdot x + p_{y_{jet}} \cdot y + p_{z_{jet}} \cdot z}{\sqrt{p_{jet}^2} \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}$$

$$P_{jet}^L = \cos(\varphi) \sqrt{p_{jet}^2}$$

$$P_{jet}^T = \sin(\varphi) \sqrt{p_{jet}^2}$$

P_{ν}^L ergibt sich aus der Kombination von 2 Ansätzen zur Berechnungen der Tau-Energie. Im ersten Fall ergibt sich die Tau-Energie aus der Summe von Jet-Energie und der Energie des rekonstruierten Neutrinos. Im zweiten Fall benutzt man, dass die Tau Masse als bekannt vorausgesetzt werden darf, und sich das Quadrat des Impulsvektors des Tau in einen longitudinalen Anteil zum Quadrat und einen transversalen Anteil zum Quadrat aufspaltet, wobei sich der transversale Anteil aufgrund der Impulserhaltung weghebt.

$$1. E_{\tau} = E_{jet} + E_{\nu}$$

$$\Rightarrow E_{\tau} = \sqrt{m_{jet}^2 + (\vec{P}_{jet}^L)^2 + (\vec{P}_{jet}^T)^2} + \sqrt{\vec{P}_{\nu}^L^2 + \vec{P}_{\nu}^T^2}$$

$$2. E_{\tau} = \sqrt{m_{\tau}^2 + \vec{P}^2}$$

$$\Rightarrow E_{\tau} = \sqrt{m_{\tau}^2 + (\vec{P}^L)^2 + (\vec{P}^T)^2}$$

$$\Rightarrow E_{\tau} = \sqrt{m_{\tau}^2 + (\vec{P}_{jet}^L + \vec{P}_{\nu}^L)^2}$$

$$3. \Rightarrow \sqrt{m_\tau^2 + (\vec{P}_{jet}^L + \vec{P}_\nu^L)^2} = \sqrt{m_{jet}^2 + (\vec{P}_{jet}^L)^2 + (\vec{P}_{jet}^T)^2} + \sqrt{(\vec{P}_\nu^L)^2 + (\vec{P}_\nu^T)^2}$$

P_ν^L lässt sich aus dieser Gleichung durch zweimaliges quadrieren der Terme unter den Quadratwurzeln ermitteln. Man erhält eine quadratische Gleichung der Form:

$$\begin{aligned} a(P_\nu^L)^2 + bP_\nu^L + c &= 0 \\ \Rightarrow P_{\nu\pm}^L &= -\frac{b}{2a} \pm \sqrt{\frac{b^2}{4a^2} - \frac{c}{a}} \\ \text{mit } a &= 4(M_{jet}^2 + (P^T)^2), \quad b = 4(M_\Delta^2 (P_{jet}^L)^2 + 2(P^T)^2 P_{jet}^L) \\ c &= 4(P^T)^2 P_{jet}^L - (M_{jet}^2 - M_\tau^2)^2 + 4M_\tau^2 (P^T)^2 \end{aligned}$$

Dies bedeutet, es gibt 2 mögliche Lösungen der quadratischen Gleichung mit P_ν^L , womit es 2 Hypothesen für die 4er-Impulse des Tau pro Jet gibt. Es muss daher eine Methode gefunden werden, die eine falsche Hypothese von einer richtigen unterscheiden kann. Dies wird im nächsten Abschnitt behandelt. Die Impuls-Hypothesen müssen in kartesische Koordinaten rücktransformiert werden. Dies ermöglicht es den 4er-Impuls des Jets und des Neutrinos zum 4er-Impuls des Taus zusammenzusetzen. Die invariante Masse berechnet sich dann als:

$$m_{\tau\tau}^2 = (\Delta m)^2 = (E_{\tau_1} + E_{\tau_2})^2 - ((P_{\tau_{1x}} + P_{\tau_{2x}})^2 + (P_{\tau_{1y}} + P_{\tau_{2y}})^2 + (P_{\tau_{1z}} + P_{\tau_{2z}})^2)$$

Die Einheitsvektoren in longitudinaler bzw. transversaler Richtung ergeben sich zu:

$$\begin{aligned} e_x^L &= \frac{x_0}{\sqrt{x_0^2 + y_0^2 + z_0^2}}, \quad e_y^L = \frac{y_0}{\sqrt{x_0^2 + y_0^2 + z_0^2}}, \quad e_z^L = \frac{z_0}{\sqrt{x_0^2 + y_0^2 + z_0^2}} \\ e_x^T &= \frac{P_{jet(x)}(1 - \cos(\theta))}{\sqrt{(P_{jet(x)}^2 + P_{jet(y)}^2 + P_{jet(z)}^2)(1 - \cos(\theta))^2}} \\ e_y^T &= \frac{P_{jet(y)}(1 - \cos(\theta))}{\sqrt{(P_{jet(x)}^2 + P_{jet(y)}^2 + P_{jet(z)}^2)(1 - \cos(\theta))^2}} \\ e_z^T &= \frac{P_{jet(z)}(1 - \cos(\theta))}{\sqrt{(P_{jet(x)}^2 + P_{jet(y)}^2 + P_{jet(z)}^2)(1 - \cos(\theta))^2}} \end{aligned}$$

Mit der zuvor berechneten Energie des Tau ergibt sich der 4er-Impuls des Tau zu $P_\tau(E_\tau, \vec{P}_\tau) = (E_\tau, P_{\tau_x}, P_{\tau_y}, P_{\tau_z})$

$$P_{\nu_x} = |P_\nu^l| e_x + |P^T| e_{tx} \Rightarrow P_{\tau_x} = P_{jet_x} + P_{\nu_x}$$

$$P_{\nu_y} = |P_\nu^l| e_y + |P^T| e_{ty} \Rightarrow P_{\tau_y} = P_{jet_y} + P_{\nu_y}$$

$$P_{\nu_z} = |P_\nu^l| e_z + |P^T| e_{tz} \Rightarrow P_{\tau_z} = P_{jet_z} + P_{\nu_z}$$

Die so rekonstruierten Tau-Impulse ergeben 4 Lösungen für die invariante Masse.

5.3.1 Auswahlverfahren zur Rekonstruktion der Neutrino Impulse

Aufgrund der quadratischen Gleichung gibt es 2 Lösungen für $P_{\nu\pm}^l$. Ziel ist, es die Kombination auszuwählen, die für beide Jets das beste Ergebnis liefert. Insgesamt gibt es 4 mögliche Kombinationen. Die Auswahl basiert auf zwei Kriterien, deren physikalische Annahmen die Auswahl einer Hypothese nahelegen.

Das Kriterium des kleinsten Winkels

Als erstes Auswahlkriterium wird das Kriterium des kleinsten Winkels verwendet. Die Annahme ist, dass der Transversalimpuls, aufgrund der Impulserhaltung, nicht größer als die halbe Tau Masse sein darf. Daher muss der Winkel zwischen Jet- und Neutrino-Impuls als sehr klein angenommen werden. Der Winkel berechnet sich:

$$\cos(\beta)_{P_{\nu\pm}^l}^{Jet(1/2)} = \sum_{x=1}^3 \frac{P_x^{Jet(1/2)} P_{x\nu\pm}}{|P_{jet}| |P_{\nu\pm}|}$$

Für jede Hypothese wird ein Winkel berechnet. Die Winkelhypothesen werden addiert, so dass sich vier mögliche Kombinationen ergeben. Diejenige Kombination zweier Winkel, die den kleinsten Winkelwert liefert, wird unter der zuvor getroffenen Annahme, dass der Winkel zwischen Jet und Neutrino sehr klein sein sollte, verwendet. Es gilt:

$$\cos(\beta)_1^{\sum Jet} = \cos(\beta)_{P_{\nu+}^l}^{Jet(1)} + \cos(\beta)_{P_{\nu+}^l}^{Jet(2)}$$

$$\cos(\beta)_2^{\sum Jet} = \cos(\beta)_{P_{\nu-}^l}^{Jet(1)} + \cos(\beta)_{P_{\nu+}^l}^{Jet(2)}$$

$$\cos(\beta)_3^{\sum Jet} = \cos(\beta)_{P_{\nu+}^l}^{Jet(1)} + \cos(\beta)_{P_{\nu-}^l}^{Jet(2)}$$

$$\cos(\beta)_{\sum 4}^{Jet} = \cos(\beta)_{P_{\nu-}^l}^{Jet(1)} + \cos(\beta)_{P_{\nu-}^l}^{Jet(2)}$$

Aus diesen 4 Kombinationen ergibt sich:

$$\Rightarrow \cos(\beta)_{\sum_{min}}^{Jet}$$

Zudem gilt, dass für einen Wert $\cos(\beta)_{\sum_{min}}^{Jet} < 0.2$ davon ausgegangen werden muss, dass kein Winkel das Ereignis richtig rekonstruiert. In diesem Fall wird die invariante Masse, die sich aus der Rekonstruktion der 4er Impulse der Jets ergibt, verwendet.

Kriterium der τ Lebensdauer

Als zweites Kriterium um die Richtigkeit von P_ν^l zu überprüfen kann man die mittlere Lebensdauer $\tau = 2.9 \cdot 10^{-13} s$ des Tau heranziehen. Die 4 Hypothesen ergeben unterschiedliche Lebensdauern. Die Lebensdauer im Schwerpunktsystem ergibt sich:

$$t_{\tau_i} = \frac{t_{CMS_i}}{\gamma_i} = \frac{d_{vtx}}{\beta_i \gamma_i c} = \frac{d_{vtx}}{c \sqrt{\gamma_i^2 - 1}}$$

$$d_{vtx} = \sqrt{x_0^2 + y_0^2 + z_0^2}, \gamma_i = \frac{E_{\tau_i}}{M_\tau}, \beta_i = \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma_i^2}}$$

Diese Lebensdauer des Tau wird mit der theoretisch vorhergesagten “mittleren” Lebensdauer des Tau verglichen. Wie auch im Falle des Kriteriums des kleinsten Winkels zwischen Jet- und Neutrino-Impuls gibt es 4 mögliche Hypothesen der τ Lebensdauern. Diejenige der 2 Lösungen pro Jet, die näher am tatsächlichen Wert der mittleren τ Lebensdauer liegt wird ausgewählt. Die ausgewählte Lösung benutzt man, um die invariante Masse zu berechnen.

5.3.2 Ergebnisse des Auswahlverfahrens

Es muss nun überprüft werden, wie gut die Auswahl einer invarianten Masse durch die Verwendung des einzelnen Kriteriums an sich, bzw. durch die Kombination beider Kriterien ist. Daher ist zu überprüfen, wie hoch der Anteil rekonstruierter Ereignisse zum Anteil nicht-rekonstruierter Ereignisse ist und ob die Verteilung in die Richtung der theoretischen vorausgesagten Massendifferenz verschoben, oder aber sogar darüber hinaus verschoben wird. In Falle einer hohen Anzahl von falsch rekonstruierten Ereignissen wäre das Kriterium ungeeignet, da sich aus diesen Ereignissen die Massendifferenz nicht mehr abschätzen liesse. In den Abb. 5.7 und 5.8 ist zum Vergleich die

invariante Masse der beiden Tau-Jets auf dem tree-Niveau³, das heisst die optimalen 4-er Impulse die vom Programm verwendet werden, dargestellt.

Als Kriterium 1 wird im folgenden das Kriterium des kleinsten Winkels zwischen Jet- und Neutrino-Impuls definiert. Als Kriterium 2 wird die Tau Lebensdauer definiert. Als Einschränkung gilt weiterhin, dass für einen Winkel $\cos(\beta)_{\sum_{min}^{Jet}} > 0.2$ die invariante Masse aus den 4er-Impulsen der Jets verwendet wird. Zuletzt werden beide Kriterien kombiniert. Man muss nun überprüfen, ob beide Kriterien auch dasselbe Ergebnis liefern, das heisst ob beide Kriterien zur gleichen Auswahl der Hypothesen für P_ν^l kommen und somit zur gleichen invarianten Masse. Die Methode wird nur verwendet, wenn für beide Kriterien, die gleiche invariante Masse zustande kommt. Wenn nicht, wird wiederum nur die invariante Masse, wie sie aus den 2 Jets rekonstruiert wird, verwendet.

Tab. 5.1 gibt wieder wie effizient die Methode bezüglich der Kriterien ist. Es werden 3 Bereiche betrachtet. Der erste Bereich ist derjenige, der unter der Massendifferenz von 79.3 GeV liegt. Der zweite Bereich ist demgegenüber der Bereich der über der Massendifferenz liegt und der dritte Bereich gibt wieder wie viele Ereignisse speziell in dem wichtigen Bereich zwischen 70 GeV und 79.3 GeV, dem Bereich also, der für eine Bestimmung der Massendifferenz besonders sensitiv sein muss, rekonstruiert werden. Die geringere Anzahl von Ereignissen $N_{Ges} = 481$ rührt von der Tatsache, dass für einen großen Teil der Ereignisse, die generiert wurden, keine Jets gefunden wurden. Das kann daran liegen, dass die Teilchen im Strahlrohr verloren gehen. Es ist auch möglich, dass die beiden Jets nicht unterschieden werden konnten und deshalb verworfen werden.

Im Falle der Verwendung eines der beiden Kriterien als Auswahlverfahren (siehe Abb. 5.5 und Abb. 5.6) zeigt sich, dass neben einem großer Prozentsatz an rekonstruierten Ereignissen unterhalb des theoretischen Grenzwertes auch ein großer Anteil von Ereignissen über diesem Grenzwert rekonstruiert wird. Die Anzahl von Ereignissen, die in dem wichtige Bereich zwischen 70 GeV und 79.3 GeV rekonstruiert werden und daher eine gute Abschätzung liefern könnten ist, selbst im Bezug auf die Gesamtzahl der 3-Prong-Ereignisse so gering, dass von einer wirklichen Verbesserung in diesem Bereich nicht gesprochen werden kann. Im Falle der Kombination beider Kriterien wird der Anteil falsch rekonstruierter Ereignisse minimal, aber auch der Anteil an Ereignissen in der Nähe des Endpunktes des invarianten Massenpektrums ist sehr gering. Zudem muss berücksichtigt werden, dass in diesen Fällen ISR und Beamstrahlung noch nicht berücksichtigt wurde, so dass bei einem realen Prozess die statistische Unsicherheit auf die invariante Masse durch diese

³tree-Niveau: Generator-Niveau, d.h. vor Berücksichtigung von Detektor-Effekten.

		$x < 79.3 \text{ GeV}$	$x > 79.3 \text{ GeV}$		$70 \text{ GeV} < x < 79.3 \text{ GeV}$
Kriterium	N_{Ges}	$N_1 (\%)$	$N_2 (\%)$	N_{recGes}	$N_3 (\%)$
1	481	134 (27.9 %)	130 (27.0 %)	264 (54.9 %)	24 (5.0 %)
2	481	171 (35.6%)	93 (19.3%)	264 (53.3%)	23 (4.8%)
1 + 2	481	31 (6.4%)	9 (1.9%)	40 (9.6%)	4 (0.8%)

Tabelle 5.1: Beschreibt die Effizienz des Rekonstruktionsverfahrens bezüglich der in Kapitel 5.3.1 beschriebenen Kriterien.

beiden Effekte noch zunehmen wird.

Mögliche Gründe für die geringe Effizienz der Methode könnten sein:

- Die geringe Anteil an Ereignissen, die der Analyse zur Verfügung stehen.
- Das Kriterium des kleinsten Winkels wurde versucht in den obigen Abschnitten zu motivieren. Trotzdem bleibt die Möglichkeit, dass eine Hypothese, deren Transversalimpuls ebenfalls kleiner als die halbe Tau-Masse, der Winkel jedoch nur der zweitkleinste $\cos(\beta)_{\min}^{\sum Jet}$ ist, die bessere Lösung darstellt.
- Die selbe Problematik trifft auf das Kriterium der Lebensdauer zu.

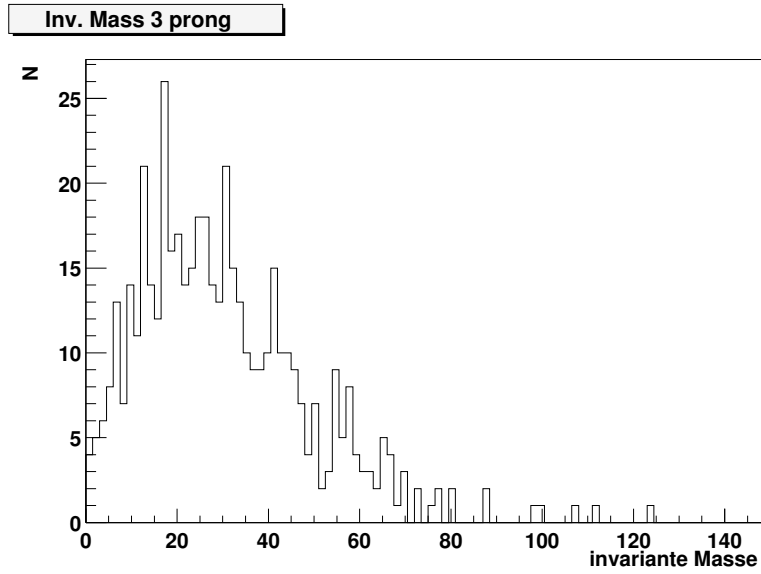


Abbildung 5.4: *Invariantes Massenspektrum des 3-Prong-Zerfallsprozesses unter Anwendung der Rekonstruktionsmethode hinsichtlich der Kombination der Kriterien 1 und 2.*

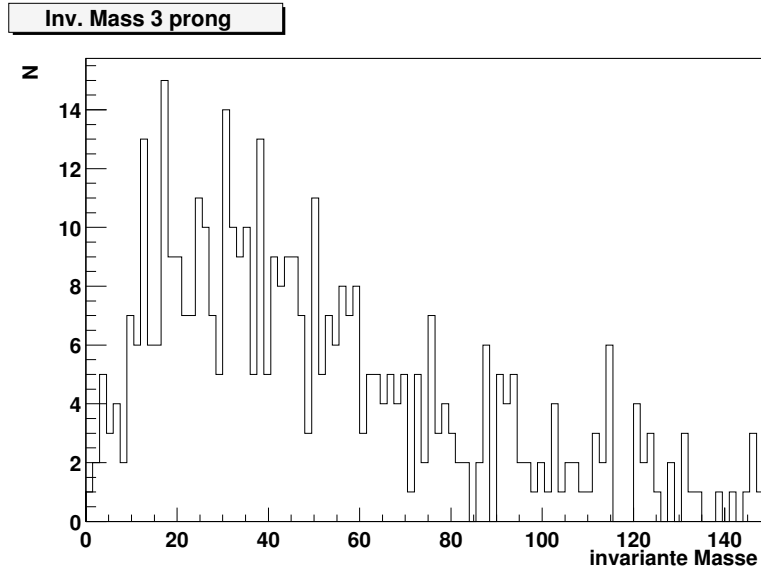


Abbildung 5.5: *Invariantes Massenspektrum des 3-Prong-Zerfallsprozesses unter Anwendung der Rekonstruktionsmethode hinsichtlich des Kriteriums 1*

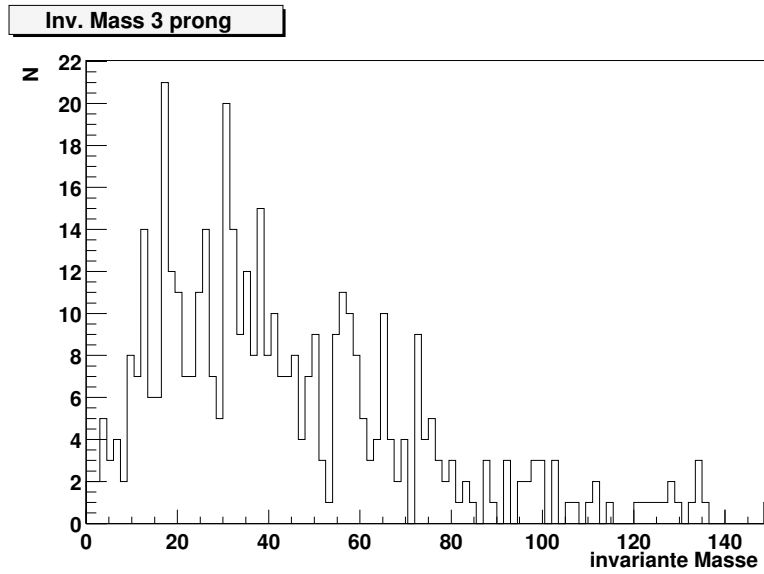


Abbildung 5.6: *Invariantes Massenspektrum des 3-Prong-Zerfallsprozesses unter Anwendung der Rekonstruktionsmethode hinsichtlich des Kriteriums 2*

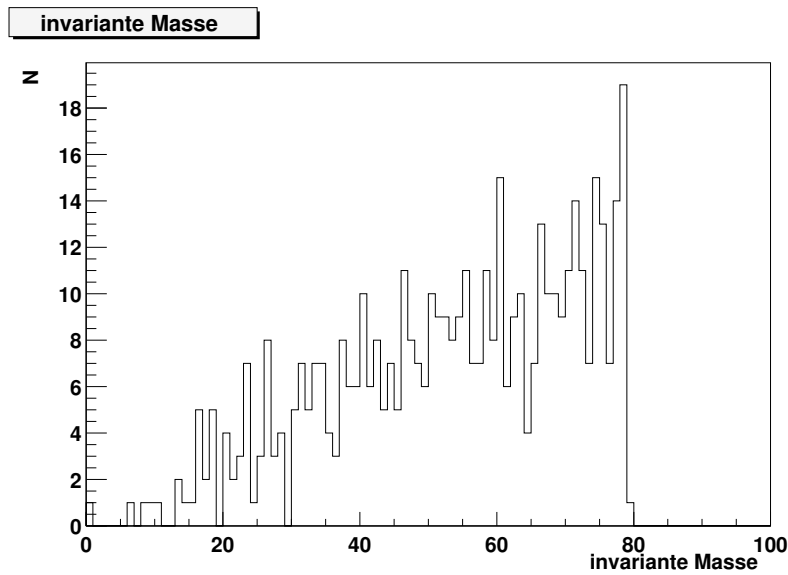


Abbildung 5.7: *Invariantes Massenspektrum des 3-Prong-Zerfallsprozesses auf tree-Niveau.*

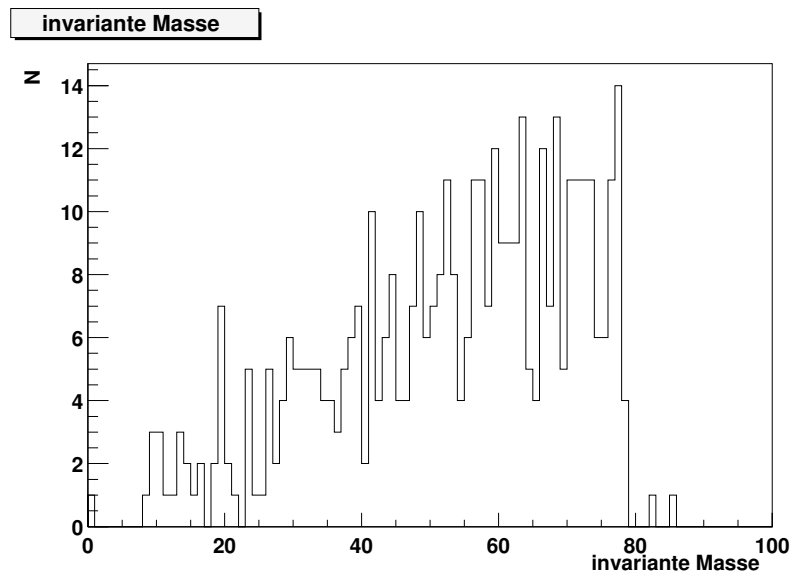


Abbildung 5.8: *Invariantes Massenspektrum des 3-Prong-Zerfallsprozesses auf tree-Niveau unter Berücksichtigung von “beamstrahlung“ und “ISR“.*

Kapitel 6

Selektion und Rekonstruktion

6.1 Ereignisselektion

Die Aufgabe der Ereignisselektion ist es, die gesuchten Signalereignisse mit möglichst großer Effizienz aus allen möglichen Ereignissen herauszufiltern. In dieser Analyse wurde hierzu die Methode der Schnittselektion verwendet. Zuerst werden alle Prozesse in Betracht gezogen die eine dem Signal ähnliche Signatur haben. Danach ist es notwendig einen geeigneten Satz von Parametern zu finden, deren Verteilungen für Signalereignisse und Untergrundergebnisse unterschiedlich sind. Durch geeignete Schnitte auf diese Variablen können die Untergrundergebnisse aussortiert werden, ohne dass die Selektionseffizienz vermindert wird. Der Vorteil einer Schnittselektion gegenüber anderen Methoden, wie z.B. einer Likelihood-Selektion, ist ihre weitgehende Unabhängigkeit von der genauen Form der Verteilung, solange sich nur die Signalereignisse deutlich vom Untergrund unterscheiden. Dies führt zu geringeren systematischen Unsicherheiten, besonders wenn die genaue Verteilung der Untergrundergebnisse nicht bekannt ist, da diese in dieser Analyse ebenfalls aus neuen, noch nicht entdeckten Prozessen stammen.

Die Schwierigkeit im Falle des Prozesses $e^+e^- \rightarrow \chi_2^0\chi_1^0$ besteht darin, dass sowohl Standardmodell-Untergrund, als auch Untergrund aus SUSY-Prozessen auftritt. Die Prozesse die hier betrachtet werden sind im Falle des SM-Untergrundes:

- **WW:** $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow \tau^+\tau^-\nu\bar{\nu}$
- $\tau\tau$: $e^+e^- \rightarrow \gamma^*/Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$
- **ZZ:** $e^+e^- \rightarrow Z^0Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$

		SM			2 Photon		SUSY	
	Signal	WW	$\tau\tau$	ZZ	$\tau\tau$	$q\bar{q}$	$\tilde{\tau}\tilde{\tau}$	$\chi_1^+\chi_1^-$
$\sigma[\text{pb}]$	0.065	0.105	1.276	0.012	626.	1439.	0.062	0.130
Ereignisse [10^3]	32.55	52.7	638	5.8	$313 \cdot 10^3$	$719.5 \cdot 10^3$	30.85	65.1

Tabelle 6.1: zeigt den Wirkungsquerschnitt σ und die resultierende Teilchenrate N normiert auf eine Schwerpunktsenergie von 500 GeV und einer integrierten Luminosität von 500 fb^{-1} (1-2 Jahre) wie sie von TESLA erreicht werden.

- **2 γ -Prozesse:**

$$\begin{aligned}\tau\tau: e^+e^- &\rightarrow \gamma\gamma e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^- \\ q\bar{q}: e^+e^- &\rightarrow \gamma\gamma e^+e^- \rightarrow q\bar{q}\end{aligned}$$

und im Falle des SUSY Untergrundes:

- $\tilde{\tau}\tilde{\tau}: e^+e^- \rightarrow \tilde{\tau}\tilde{\tau} \rightarrow \tau^+\tau^-\chi_1^0\chi_1^0$
- $\chi_1^+\chi_1^-: e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^- \rightarrow \tau^+\tau^-\nu_\tau\bar{\nu}_\tau\chi_1^0\chi_1^0$

In Tab. 6.1 sind die Wirkungsquerschnitte und die erwarteten Teilchenraten der Prozesse wiedergegeben.

6.1.1 Schnittselektion

Die nachfolgend aufgelisteten Variablen wurden für die Schnittselektion verwendet.

1. **Summe der Jets:** $\sum Jet = 2$ ist ein Schnitt, der alle Ereignisse aussortiert, deren Jet-Summe nicht exakt gleich 2 ist. Da das Signalereignis in 2 Taus zerfällt, ist jede Abweichung von dieser Forderung eher ein Untergrundereignis.
2. **Summe der Tracks:** Es wird verlangt, dass die Summe der Spuren kleiner als 9 ist, um hadronischen Untergrund von Beginn an auszuschließen.
3. $E_{Jet(1)}$: Dies ist die Energie der Jet mit der höheren Energie. Der 2-Fermion-Untergrund und $\gamma\gamma$ -Ereignisse mit einem gesehenen Lepton im Detektor werden hierdurch verworfen.

4. $\Delta E = |E_{Jet(1)} - E_{Jet(2)}|$: Die Energiedifferenz aus beiden Jets. Da es im Falle des SM-Untergrundes sein kann, dass ein großer Anteil der Energie in nur einem der beiden Jets ist, ist die Energiedifferenz aus beiden Jets eine gute Separationsvariable für den SM-Untergrund.
5. $\cos(\theta)_{1,2}$: $\cos(\theta)_{1,2} = \frac{|\cos(\theta)_1| + |\cos(\theta)_2|}{2}$ ist der mittlere Polarwinkel der beiden Jets. Der Untergrund geht stärker in Vorwärtsrichtung als das Signal.
6. **Akolaritätswinkel**: Der Winkel α zwischen den beiden Jets ist geeignet um die Prozesse, die entgegengesetzt produziert werden, vom Signal zu trennen. Im Falle des Signals stammen die beiden Taus aus dem Zerfall des zweitschwersten Neutralinos, der Winkel zwischen den Taus ist meist klein. Im Falle des SUSY-Untergrundes ist diese Variable, die einzige wirkliche Trenngröße. Sowohl die Staus, als auch die Charginos werden so produziert, dass ihre Impulse entgegengesetzte Richtungen haben. Da sowohl die Endzustände des SUSY Untergrundes, als auch das Signal in zwei LSPs zerfallen, sind die übrigen Schnittvariablen nicht in der Lage eine Unterscheidung zu treffen.
7. **Akolaritätswinkel der $r\phi$ -Ebene**: $\alpha_{r\phi}$ ist der Winkel in der $r\phi$ -Ebene zwischen den beiden Jets. Hier gilt die gleiche Argumentation wie im dreidimensionalen Fall.
8. **Energiesumme**: $\sum E$ ist die Energiesumme aus beiden Jets. Für $\sum E > 15$ GeV verwirft dies einen Großteil des verbleibenden $\gamma\gamma$ -Untergrund.
9. **invariante Masse $m_{\tau\tau}^{rec}$** : Die Berechnung der invarianten Masse wurde bereits im vorherigen Kapitel ausgeführt. Da die invariante Masse die zu untersuchende Größe ist, wird nur ein weicher Schnitt angewandt. Alle Ereignisse mit $m_{\tau\tau}^{rec} < 20$ GeV werden verworfen. Das Ziel ist, den verbliebenen 2 Photon Untergrund vollständig zu reduzieren.

Im folgenden sind die einzelnen Separationsvariablen histogrammiert. Die Vorgehensweise ist dabei die, dass der Schnitt einer Variablen nachdem sie histogrammiert ist, der Separationsvariablen-Tabelle (Tab. 6.3) hinzugefügt wird, so dass die nachfolgenden Schnitte auf die verbleibenden Ereignisse angewendet werden. Die Separationsvariablen-Tabelle gibt dabei an wie viele der einzelnen Ereignisse eines Prozesses geschnitten werden. Dabei sind alle Prozesse entsprechend ihres Wirkungsquerschnittes auf 500 fb^{-1} normiert. Eine Ausnahme bilden die 2-Photon-Prozesse.

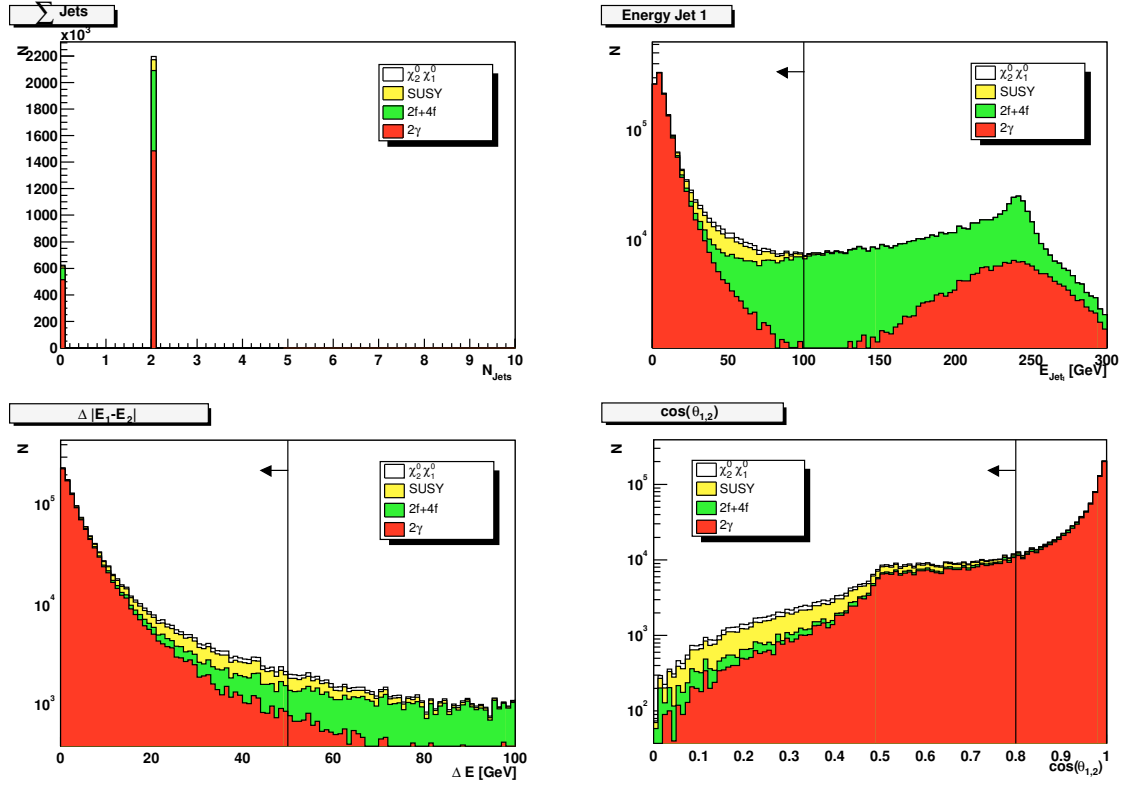


Abbildung 6.1: In der Abbildung sieht man die Selektionsvariablen 1,3,4 und 5. Die Ereignisse in Richtung des Pfeils sind die verbleibenden Ereignisse. Im Falle der Jetsumme sieht man, dass ein großer Teil der Ereignisse nicht rekonstruiert werden konnte, da keine Jets gefunden wurden. Sowohl im Falle der Separationsvariable $E_{\text{Jet}(1)}$ und ΔE sieht man, dass sich das fehlende Neutralino deutlich bemerkbar macht. Im Falle von $\cos(\theta)_{1,2}$ ist erkennbar, dass ein sehr großer Anteil des SM- speziell des 2 Photon-Untergrundes in Richtung der z-Achse verläuft.

Nach dem letzten Schnitt auf die invariante Masse, bleibt von den 2-Photon-Prozessen kein Ereignis übrig, so dass im weiteren davon ausgegangen wird, dass dieser Prozess vollständig reduziert werden kann. Nach den ersten 4 Schnitten wird sichtbar, dass der SM-Untergrund stark, der SUSY-Untergrund jedoch nicht wesentlich vom Signal getrennt wird. Das liegt an der Signalähnlichkeit von SUSY-Untergrund und Signal, da beide SUSY-Prozesse ($e^+e^- \rightarrow \tilde{\tau}\tilde{\tau}$, bzw. $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-\tau\tau$) in den Endzustand $\chi_1^0\chi_1^0\tau\tau$ zerfallen und daher die gleiche Teilchenkomposition wie das Signal haben im Endzustand haben. Wie aus dem Massenspektrum des SPS1a aus Kapitel 2.3.4 entnehmbar ist, liegen sowohl die Massen bzw. Massendifferenzen, als auch die Wirkungsquerschnitte der beiden SUSY Prozesse eng beieinan-

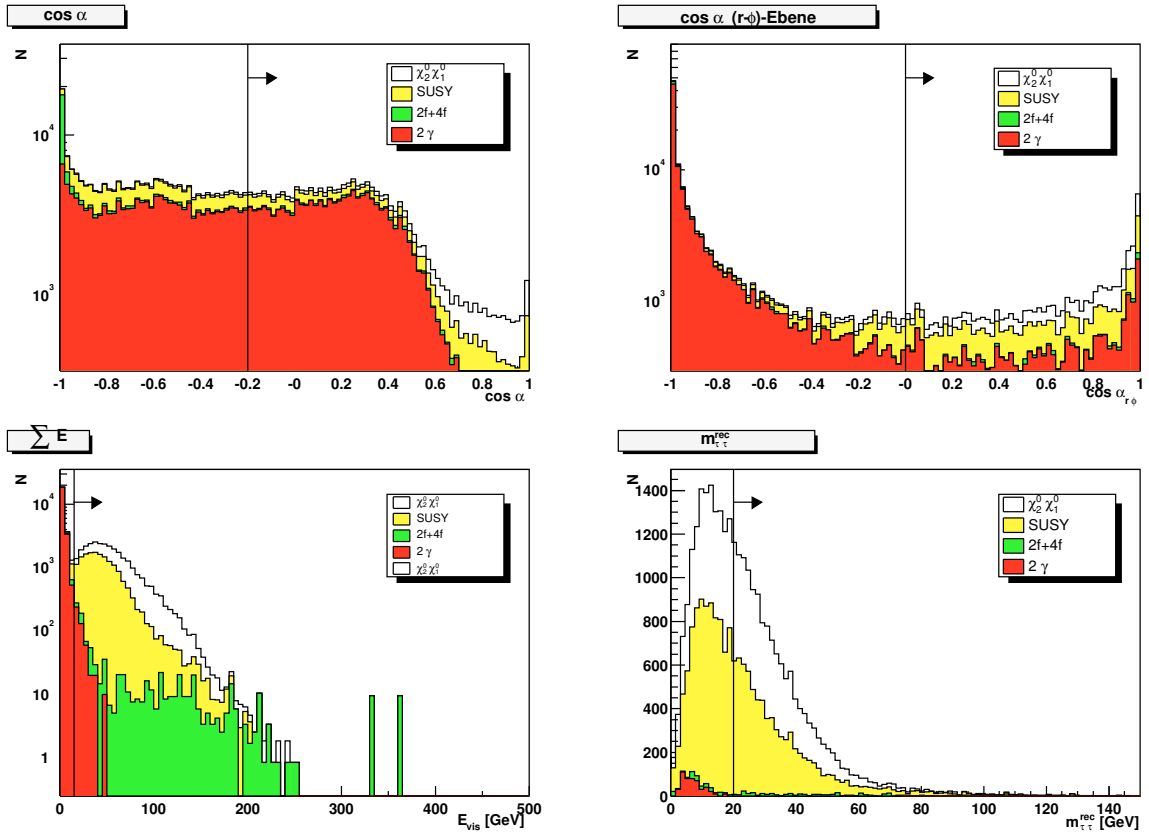


Abbildung 6.2: In der Abbildung sieht man die Selektionsvariablen 6-9. Im Falle der Akolinearitätswinkel, sowohl in drei Dimensionen, als auch in der $r\phi$ -Ebene sieht man, dass ein großer Anteil in entgegengesetzten Richtungen produziert werden. Dies ist speziell für den stark signal-ähnlichen SUSY-Untergrund der Fall.

der. Die einzige Möglichkeit die Prozesse zu unterscheiden sind die Akolinearitätswinkel zwischen den beiden Jets, da sowohl die Stau-Paaren als auch die Charginos mehrheitlich in entgegengesetzter Richtung produziert werden. Da die beiden Taus des Signals aus dem Zerfall eines Teilchens χ_2^0 kommen, werden sie mehrheitlich unter einem kleinen Winkel emittiert. Betrachtet man die Tabelle 6.3 der Selektionsvariablen und der verbleibenden Ereignisse, wird deutlich, dass die Schnitte auf die Akolinearitätswinkel dazu führen, dass der SUSY-Untergrund wesentlich stärker als das Signal reduziert wird.

Das Verhältnis: $V = \frac{N_{sig}}{\sqrt{N_{bg}}}$ gibt die statistische Signifikanz des Signals in Standardabweichungen. Das Verhältnis V muss deutlich größer 1 sein, wenn eine Detektion gelingen soll.

Schnitte auf die $m_{\tau\tau}^{rec}$ [GeV]	N_{sig}	N_{bg}	N_{Ges}	V	$\frac{\Delta\sigma}{\sigma}$ [%]
20	7239	7737	14976	82.3	1.7
25	5626	5740	11366	74.3	1.89
30	4164	4157	8321	64.6	2.19
35	2914	3031	5945	52.9	2.65
40	1992	2163	4155	42.8	3.24
45	1341	1567	2908	33.9	4.02
50	864	1164	2028	25.3	5.29
55	547	882	1429	18.4	6.91

Tabelle 6.2: Es sind die Veränderung des Verhältnisses $V = N_{sig}/\sqrt{N_{bg}}$, die statistischen Unsicherheit auf die Messung des Wirkungsquerschnittes in Abhängigkeit des Schnittes auf die invariante Masse angegeben

		SM			2 Photon		SUSY	
Cuts	Signal	W^+W^-	$\tau\tau$	ZZ	$\tau\tau$	$q\bar{q}$	$\tilde{\tau}\tilde{\tau}$	$\chi^+\chi^-$
$\sum Jet = 2$ $\sum tracks < 9$	25726	44969	552163	4732	$203 \cdot 10^6$	$602 \cdot 10^6$	27423	53858
$E(jet1) < 100$	24905	13850	102451	2185	$166 \cdot 10^6$	$522 \cdot 10^6$	25687	53526
$\Delta E_{jet} < 50$	21134	6148	35846	881	$134 \cdot 10^6$	$453 \cdot 10^6$	20725	49769
$ \cos(\theta)_{1,2} < 0.8$	18989	1765	17827	470	$43 \cdot 10^6$	$104 \cdot 10^6$	19072	45130
$-0.2 < \cos(\alpha)$	15152	219	2841	377	$21 \cdot 10^6$	$48 \cdot 10^6$	5809	18290
$0. < \cos(\alpha)_{r-\phi}$	12734	70	518	275	$5.6 \cdot 10^6$	$3.3 \cdot 10^6$	3768	12600
$\sum E > 15.$	12511	52	192	272	78250	165485	3628	12078
$m_{\tau\tau}^{rec} > 20.$	7239	52	86	202	0	0	1947	5450

Tabelle 6.3: gibt die Anzahl der verbleibenden Ereignisse der Schnittselektion wieder.

6.2 Messung des Wirkungsquerschnitts

Die Messung des Wirkungsquerschnittes erhält man aus:

$$\sigma = \frac{N_{sel} - N_{bg}}{\varepsilon L}.$$

Hierbei ist N_{sel} die Gesamtzahl aller nach den Schnitten selektierten Ereignisse, N_{bg} die Gesamtzahl aller nach den Schnitten selektierten Untergrundereignisse, ε ist die Effizienz mit welcher der Prozess beobachtet werden kann und L die gemessene Daten-Luminosität des Beschleunigers. Sind diese Größen bekannt, kann der Wirkungsquerschnitt und der darauf zu erwartende Fehler berechnet werden. In Falle von Monte-Carlo generierten $\chi_2^0 \chi_1^0$ -Ereignissen ergibt sich die Effizienz ε aus den Verhältnis selektierter Ereignisse zu Gesamtzahl aller produzierten Ereignisse: $\varepsilon = \frac{(N_{sign})_{sel}}{(N_{sign})_{tot}}$. Betrachtet man die Effizienz als unabhängige Größe, so muss der Fehler auf die Effizienz durch die Generierung einer hohen Anzahl von Monte-Carlo-Ereignissen minimiert werden, so dass $\Delta\varepsilon \ll \Delta N$ ist.

Die Bestimmung des statistischen Fehlers auf den Wirkungsquerschnitt ist von zentraler Bedeutung. In Kapitel 4 wird gezeigt wie die Messung des Messfehlers auf den Wirkungsquerschnitt von $\sigma(e^+e^- \rightarrow \chi_2^0 \chi_1^0)$ direkt in die Bestimmung des Neutralino-Parameters M_1 bzw. ϕ_{M_1} und wie genau dieser Vermessen werden kann, eingeht. Da der erwartete Fehler auf die Luminosität mit 10^{-4} als sehr klein angenommen wird, kann der Fehler vernachlässigt werden. Der Fehler ergibt sich nach einer Fehlerbetrachtung:

$$s := N_{Sig}^{sel}, \quad b := N_{bg}, \quad o := N^{sel} \Rightarrow s = o - b$$

$$\Delta s^2 = \left(\frac{\partial s}{\partial o}\right)^2 \Delta o^2 = (\sqrt{s+b})^2 = s + b \Rightarrow \frac{\Delta s}{s} = \frac{\Delta o}{o} = \frac{\sqrt{s+b}}{s}$$

Wie in Tab. 6.2 gezeigt ist die statistische Unsicherheit abhängig vom Schnitt auf die invariante Masse, da dies das Verhältnis V definiert. Es stellt sich heraus, dass für einen ansteigenden Schnitt auf die invariante Masse das Verhältnis V abnimmt und sich ebenfalls eine Verschlechterung für $\frac{\Delta\sigma}{\sigma}$ ergibt. Der Grund warum nicht niedrigere Schnitte verwendet werden konnten, liegt an der Tatsache, dass für eine invariante Masse geringer als 20 GeV noch 2 Photon Prozesse auftreten können, die dann eine schwerwiegende Verschlechterung von V ergäben. Mit einem Schnitt auf die invariante Masse von 20 GeV ergeben sich die Werte:

$$o := N_{sel} = 14976, \quad b := N_{bg} = 7737, \quad s := N_{Sig}^{sel} = 7239, \quad N_{Sig}^{tot} = 32000 \Rightarrow \varepsilon = 22.62\%, \quad L = 500(fb^{-1})$$

Die statistische Unsicherheit auf den Wirkungsquerschnitt ergibt

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = 1.7\%$$

Dieser statistische Unsicherheit bestätigt die Annahme (siehe Kapitel 4) den Fehler auf den Wirkungsquerschnitt mit 2% anzunehmen.

6.3 Abschätzung des statistischen Fehlers für $\delta(\Delta m)$

Wie bereits in Kapitel 5 erwähnt, lässt sich aus dem Endpunkt der invarianten Masse die Massendifferenz $\Delta m = | \chi_2^0 - \chi_1^0 |$ bestimmen. Da die Masse von χ_1^0 bereits aus der Messung des Energie-Spektrums aus der Produktion von Sleptonen bekannt ist (siehe Kapitel 2.3.3), kann mit der zusätzlichen Kenntnis von Δm die Masse von χ_2^0 gemessen werden. Mit Hilfe dieser Massenabschätzung kann ein Schwellenscan an der Produktionsschwelle von $e^+e^- \rightarrow \chi_2^0\chi_1^0$ durchgeführt werden, um die Masse von χ_2^0 hoch präzise zu vermessen. Um diese Produktionsschwelle einzugrenzen, ist es also notwendig, den zu erwartenden statistischen Fehler auf die invariante Masse zu minimieren. Es werden im folgenden 3 Methoden zur Abschätzung von $\delta(\Delta m)$ skizziert.

6.3.1 Fit-Methode zur Bestimmung von $\delta(\Delta m)$

Im Falle der Fit-Methode wird das simulierte Spektrum an eine analytische Funktion angepasst. Dies ist eine Methode wie sie von Armin Hauke zur Messung der Masse von τ -Leptonen am OPAL-Detektor bei LEP vorgenommen wurde [30]. Diese Methode kann nun zur Bestimmung von $\delta(\Delta m)$ verwendet werden.

Man kann sich auf einen kleinen Bereich um die Kante des Spektrums beschränken, da das Spektrum gerade in diesem Bereich besonders sensitiv gegenüber einer Verschiebung sein sollte. Ausserdem wird hiermit die systematische Unsicherheit bzgl. der Form des Spektrums verkleinert. Bei der analytischen Funktion handelt es sich um eine Fermi-Funktion, die mit einem Polynom 3. Grades multipliziert wird.

$$f(m) = \frac{g}{1+e^x} \cdot P(x)$$

mit $x = b(a + m)$ und $P(x) = cx^3 + dx^2 + ex + f$

Der Parameter a definiert darin die Position der Kante, b deren Breite. Die Parameter c, d, e und f sind die Parameter des Polynom 3. Grades. Sie beschreiben die Form des Spektrums und sorgen dafür, dass dessen Gestalt

6.3. ABSCHÄTZUNG DES STATISTISCHEN FEHLERS FÜR $\delta(\Delta M)$ 69

Parameter	Wert	statistische Unsicherheit
a	-56.5639	190.294
b	16.4813	3.16814
c	$-2.02414 \cdot 10^{-3}$	$1.06925 \cdot 10^{-2}$
d	$-7.95650 \cdot 10^{-2}$	$5.50938 \cdot 10^{-1}$
e	7.73833	37.9859
f	$2.12670 \cdot 10^3$	$1.28814 \cdot 10^4$
g	57.8778	309.175

Tabelle 6.4: *gibt die Werte und statistische Unsicherheiten für die auf das Signal angepasste Funktion an.*

mitberücksichtigt wird. Die tatsächliche Massendifferenz $|\chi_2^0 - \chi_1^0|$, die abhängig von den SUSY-Parametern generiert wird, wird in $\pm 3 \text{ GeV}$ Schritten auf einem Intervall von $[+9, -9] \text{ GeV}$ variiert. Der Untergrund bleibt dabei unverändert.

- Nachdem auf der Grundlage der in Tab. 6.5 angegebenen Schnitte das Signal vom Untergrund selektiert wurde, werden in einem ersten Schritt die Parameter a-f an das Signal angepasst und für dieses fixiert, so dass als freier Parameter nur a' bleibt. Der Parameter a' ist hierbei der entscheidende Parameter, da er die Verschiebungen vom idealen Parameter a hinsichtlich der Massendifferenz ist. Die Funktion wird im Bereich $[55, 95] \text{ GeV}$ an das Spektrum angepasst. Sie muss wie bereits erwähnt nicht für den gesamten Bereich angepasst werden, da das entscheidende Verhalten am Endpunkt des Spektrums beobachtet wird. Für den Bereich zwischen $[55, 95] \text{ GeV}$ wurde die beste Sensitivität für den Parameter a' festgestellt. Für diesen Bereich erhält man für die Parameter die in Tab. 6.4 angegebenen Werte. Aus $x = b(a + m)$ wird $x = b((a + a') + m)$.
- Im zweiten Schritt wird eine Anpassung an Spektren mit verschobener Massendifferenz vorgenommen. Aufgrund dieser Verschiebung in der Massendifferenz sollte auch eine Verschiebung des Parameters a' und des darauf erwarteten statistischen Fehlers “gemessen” werden können.
- Die Verschiebungen über den Bereich von $\pm 9 \text{ GeV}$ der theoretischen Massendifferenz ermöglichen, dass eine Eichgerade erstellt werden kann, die wiedergibt, wie gut die tatsächliche Verschiebung $\Delta m(\text{Sample})$ mit der “gemessenen” Verschiebung a' übereinstimmt.

Schnitte	Signal	SM			2 Photon		SUSY	
		W^+W^-	$\gamma^*/Z \rightarrow \tau\tau$	ZZ	$q\bar{q}$	$(\tau\tau)$	$\tilde{\tau}\tilde{\tau}$	$\tilde{\chi}^+\tilde{\chi}^-$
$-0.25 < \cos(\alpha)$	15548	228	3024	384	$51 \cdot 10^6$	$23.1 \cdot 10^6$	6305	19590
$-0.25 < \cos(\alpha)_{r\phi}$	13820	79	576	299	$4.7 \cdot 10^6$	$7.1 \cdot 10^6$	4691	15252
$\sum E > 15.$	13561	61	240	295	237435	100160	4527	14660
$m_{\tau\tau}^{rec} > 20.$	8021	61	124	220	0	0	2641	7278

Tabelle 6.5: Die Tabelle zeigt die für die Fit-Methode leicht veränderte Selektions-Tabelle. Durch die Änderungen ist es möglich im Falle der positiv verschobenen Massendifferenzen eine höhere Sensitivität auf a' zu erhalten.

Die Werte für diese Eichgerade sind in Tabelle 6.6 angegeben, die zugehörige Eichgerade wird in Abb. 6.3 abgebildet.

Wichtig ist hierbei nicht nur wie gut die Verschiebung auf a' , sondern auch wie gut die sich daraus ergebende statistische Unsicherheit $\delta a'$ ist, da diese linear in $\delta(\Delta m)$ eingeht. Die gemessene Verschiebung wird nun gegen die tatsächliche Verschiebung aufgetragen, um eine Eichgerade $f(x) = kx + o$ zu erstellen.

$$\delta(\Delta m) = |x_+ - x_-|, \text{ mit } x_{\pm} = \frac{1}{k} \cdot (y \pm \delta a(0)) - \frac{o}{k} \Rightarrow \delta(m_{\Delta}) = \frac{2\delta(a(0))}{k}.$$

Betrachtet man die Eichgerade, so fällt auf, dass die “gemessene” Massendifferenz im Bereich der positiven Verschiebungen sehr stark von der tatsächlichen Massendifferenz abweicht. Der Grund für diese starke Abweichung liegt darin begründet, dass die Anzahl der Ereignisse, die von den beiden Schnittvariablen $\cos(\alpha)$ und $\cos(\alpha)_{r\phi}$ separiert werden, abhängig von m_{Δ} sind. Je stärker m_{Δ} in Richtung höherer positiver Werte vom Zentralwert verschoben wird, desto größer wird der Impuls der beiden Jets und der Öffnungswinkel wird zu einem Wert $\cos(\alpha) \rightarrow -1$ verschoben. Das heisst, je größer m_{Δ} wird, um so mehr Ereignisse werden von den beiden Selektionsvariablen abgetrennt. Dies wird auch anhand der Anzahl der Einträge für größere Massendifferenzen deutlich, die gegenüber dem zentralen Modellpunkt stark abnimmt. Dies verändert die Gestalt der invarianten Massenspektren so stark, dass das Anpassen einer analytischen Funktion nur noch sehr schlecht funktioniert. Das heisst die Sensitivität der gesamten Methode ist begrenzt. Zudem muss man eine kleine Veränderung bei den Werten der Selektionsvariablen vorgenommen werden, um einerseits eine höhere Ereignisrate zu erhalten, aber andererseits das Verhältnis $V = \frac{N_{sign}}{\sqrt{N_{bg}}}$ nicht zu sehr zu verschlechtern.

Der aus der Eichgerade bestimmte statistische Fehler für den Modellpunkt liegt bei $\delta(\Delta m) = 2.55 \text{ GeV}$.

Verschiebungen von m_Δ	$a'[\text{GeV}]$	$\delta a' [\text{GeV}]$	Anzahl der Einträge
- 9 GeV	-8.617	1.0619	11785
- 6 GeV	-4.684	$8.225 \cdot 10^{-1}$	11480
- 3 GeV	-2.242	$7.065 \cdot 10^{-1}$	11205
m_Δ	$8.63 \cdot 10^{-4}$	$6.1659 \cdot 10^{-1}$	11008
+ 3 GeV	$1.386 \cdot 10^{-1}$	$6.115 \cdot 10^{-1}$	10370
+ 6 GeV	1.546	$5.63 \cdot 10^{-1}$	9782
+ 9 GeV	2.14	$5.44 \cdot 10^{-1}$	9162

Tabelle 6.6: Die Tabelle enthält die Verschiebungen der theoretischen Massendifferenz um den Zentralwert $m_\Delta = 79.3 \text{ GeV}$, den die Verschiebung kennzeichnenden Parameter a' , die statistische Unsicherheit $\delta a'$ der Verschiebung und die Anzahl der Einträge. Die Werte sind in Abb. 6.3 dargestellt.

6.3.2 Zähl-Methode zur Bestimmung von $\delta(\Delta m)$

Eine alternative Methode ist die Zähl-Methode. Hier werden in zwei unterschiedlichen Intervallen einer massensensitiven Variablen die Anzahl der Ereignisse gezählt. Das Verhältnis $\frac{N_1}{N_2}$ ist gegen die Verschiebung der tatsächlichen Massendifferenz aufgetragen. Aus der sich daraus ergebenden Eichgeraden lässt sich der Fehler auf m_Δ nach der gleichen Methode wie im vorigen Abschnitt berechnen. Für diese Methode wurden 2 Variablen untersucht. Einmal wurde wie bei der Fit-Methode die invariante Masse verwendet. Da jedoch auch hier das, durch die Separation des Winkel α induzierte Problem der geringen Sensitivität gegenüber positiven Verschiebungen der Massendifferenz auftritt, kann die Methode auf den Winkel selbst angewendet werden, um die invariante Masse zu bestimmen.

Zähl Methode 1: invariante Masse

Gezählt werden die Intervalle zwischen $[30, 50] \text{ GeV}$ und $[50, \infty] \text{ GeV}$, da die sich aus diesen Grenzen ergebenden Bereiche für die Messung von $\delta(m_\Delta)$ besonders sensitiv sind. Die im Intervall $[50, \infty] \text{ GeV}$ gezählten Ereignisse werden als N_1 , die im Intervall $[30, 50] \text{ GeV}$ gezählten Ereignisse als N_2 bezeichnet. Da sich die Ereignisse für ansteigendes Δm in den Bereich N_1 verschieben sollten, wird erwartet, dass das Verhältnis $\frac{N_1}{N_2}$ ansteigt. Der statistische Fehler wird mittels Fehlerfortpflanzung berechnet.

Daraus ergibt sich (siehe Abb. 6.5):

$$\delta(\Delta m)(0) = 1.96 \text{ GeV}.$$

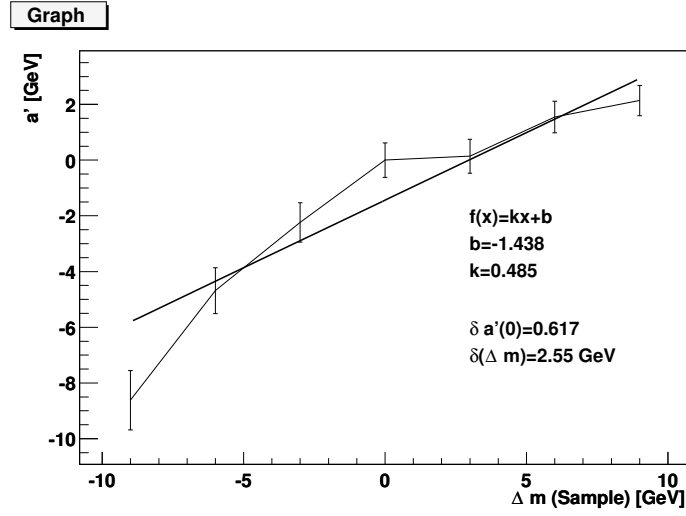


Abbildung 6.3: Die Abbildung zeigt den Verlauf der den Verschiebungen gewonnenen Geraden aus der Fit-Methode. Es ist deutlich zu sehen, dass es für die positiven Verschiebungen eine sehr schlechte Übereinstimmung zwischen $a' [\text{GeV}]$ zur tatsächlichen Massendifferenz $m_{\Delta}(\text{Sample}) [\text{GeV}]$ besteht.

Die Methode liefert bei Verwendung der gleichen Spektren für die invariante Masse einen kleinere statistische Unsicherheit für $\delta(\Delta m)$ als die Fit-Methode.

Zähl Methode 2: $\cos(\alpha)$

Gezählt werden die Intervalle $[0., 0.5]$ und $[0.5, 1.]$ für die Werte von $\cos \alpha$. Die im Intervall $[0.5, 1]$ gezählten Ereignisse werden als N_1 , die im Intervall $[0., 0.5]$ gezählten Ereignisse als N_2 bezeichnet. Die für diese Messung verwendeten Prozesse sind die nach Tab.6.3 nach allen Schnitten verbliebenen Ereignisse. Hier sollten sich die Ereignisse für ansteigendes Δm von N_1 in den Bereich N_2 verschieben. Dies wird anhand der Abb. 6.6 deutlich. Für eine Verschiebung der Massendifferenz von $\pm 6 \text{ GeV}$ wird deutlich sichtbar, dass für die positive Verschiebung um den Zentralwert, die Ereignisse sich zu größeren Öffnungswinkel bewegen. Im Falle einer kleineren Massendifferenz ist das Verhalten genau umgekehrt. Die Zählmethode angewendet auf $\cos(\alpha)$ liefert das beste Ergebnis zur Abschätzung des Fehlers auf die Massendifferenz. Dies zeigt sich schon am Verlauf der Eichgeraden, die am deutlichsten einem linearen Verlauf folgt und eine statistische Unsicherheit ergibt von (siehe Abb. 6.6):

$$\delta(m_{\Delta}) = 1.7 \text{ GeV}$$

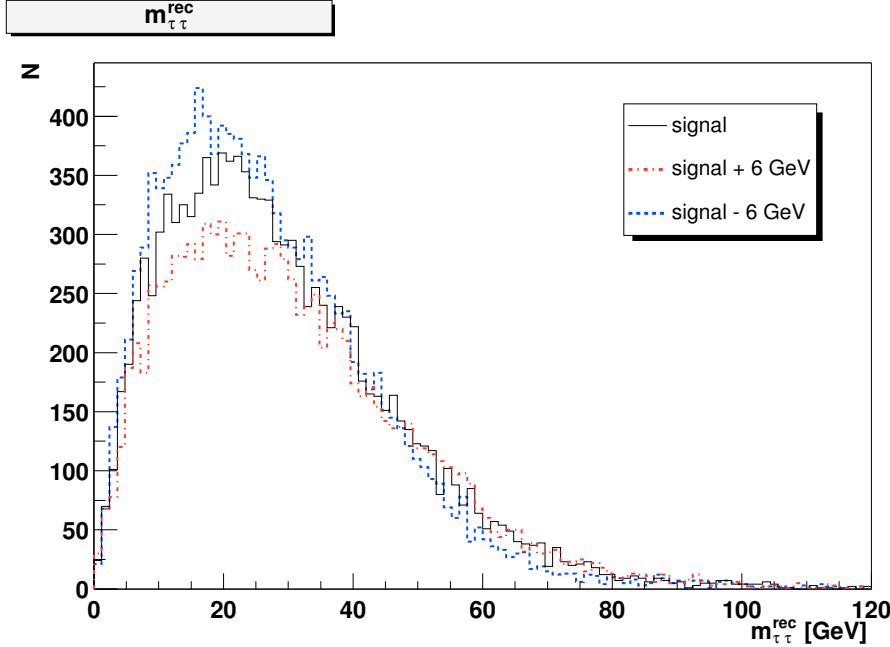


Abbildung 6.4: zeigt die Spektren dreier invariante Massen. Die des Standard-Signals und die Verschiebungen der Massendifferenzen von $\pm 6 \text{ GeV}$. Es ist deutlich sichtbar, dass die positive Verschiebung deutlich weniger Einträge hat und sich im Bereich des Endpunktes nur wenig vom Signal unterscheidet.

6.3.3 Bewertung der Ergebnisse

Es zeigt sich, dass die Zähl-Methode angewendet auf den Winkel bzw. den Cosinus des Winkels $\cos(\alpha)$ am sensitivsten auf die Massendifferenz und ihre statistische Unsicherheit ist. Das invariante Massen-Spektrum wie es nach Anwendung aller Separationsvariablen zustande kommt ist sehr stark von den Schnitten auf die Akolinearitätswinkel abhängig. Das hat zur Folge, dass aus den bereits erwähnten Gründen, die Methode der Anpassung einer analytischen Funktion für positive Verschiebungen der Massendifferenz nicht mehr sensitiv ist. Die Methode des Abzählens der Ereignissrate innerhalb zweier unterschiedlicher Intervalle liefert zwar ein etwas besseres Ergebnis, hat jedoch grundsätzlich das gleiche Problem. Daher ergibt sich die Überlegung mit dieser Methode den für dieses Problem verantwortlichen Winkel selbst als Analyseobjekt zu verwenden. Dies stellt sich als die sensitivste Methode zur Bestimmung der Massendifferenz m_Δ und deren statistischen Unsicherheit dar.

Verschiebungen von m_Δ	N_1	N_2	$\frac{N_1}{N_2}$	$\delta(\frac{N_1}{N_2})$
- 9 GeV	716	3043	0.23529	0.009773
- 6 GeV	907	3154	0.2873	0.010824
- 3 GeV	1041	3154	0.33006	0.011798
m_Δ	1215	3107	0.39105	0.013232
+ 3 GeV	1227	3026	0.40549	0.013724
+ 6 GeV	1258	2837	0.44343	0.01502
+ 9 GeV	1224	2593	0.47204	0.01637

Tabelle 6.7: Hier sind die Verschiebungen der theoretischen Massendifferenz um den Zentralwert $m_\Delta = 79.3\text{GeV}$, N_1 , N_2 , $\frac{N_1}{N_2}$ und $\delta(\frac{N_1}{N_2})$ gezeigt. Die Werte sind in Abb. 6.5 für die Zählmethode 1 graphisch dargestellt.

Die Ergebnisse der einzelnen Methoden zur Bestimmung von δm_Δ sind:

- **Fit-Methode(invariante Masse):** $\delta(m_\Delta) = 2.55\text{ GeV}$.
- **Zähl-Methode 1 (invariante Masse):** $\delta(m_\Delta) = 1.96\text{ GeV}$.
- **Zähl-Methode 2 ($\cos(\alpha)$):** $\delta(m_\Delta) = 1.7\text{ GeV}$

6.3. ABSCHÄTZUNG DES STATISTISCHEN FEHLERS FÜR $\delta(\Delta M)$ 75

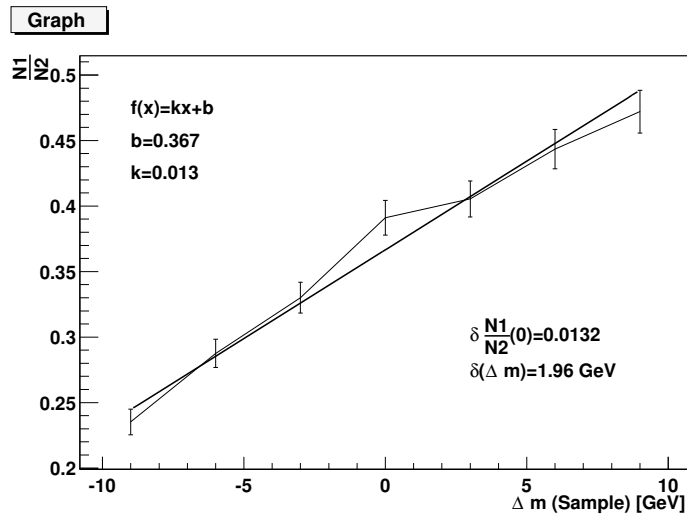


Abbildung 6.5: Es wird deutlich, dass der lineare Charakter der Eichgerade bei der Zählmethode deutlich gegenüber der Fit-Methode verbessert ist.

Verschiebungen von m_Δ	N_1	N_2	$\frac{N_1}{N_2}$	$\delta(\frac{N_1}{N_2})$
- 9 GeV	3533	3166	1.116	0.0273
- 6 GeV	3422	3418	1.001	0.0242
- 3 GeV	3376	3505	0.963	0.0232
m_Δ	3237	3692	0.877	0.0211
+ 3 GeV	2973	3673	0.809	0.02
+ 6 GeV	2650	3655	0.725	0.0185
+ 9 GeV	2356	3593	0.656	0.0173

Tabelle 6.8: Hier sind die Verschiebungen der theoretischen Massendifferenz um den Zentralwert $m_\Delta = 79.3 \text{ GeV}$, N_1 , N_2 , $\frac{N_1}{N_2}$ und $\delta(\frac{N_1}{N_2})$ dokumentiert. Die Werte sind in Abb. 6.7 für die Zählmethode 2 graphisch dargestellt.

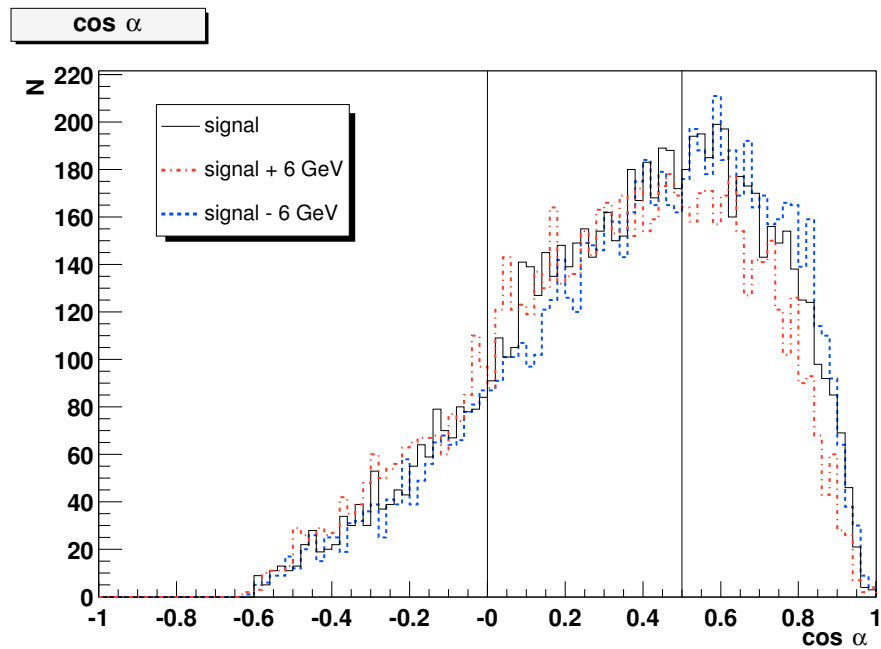


Abbildung 6.6: Für eine Verschiebung der Massendifferenz von $\pm 6 \text{ GeV}$ wird deutlich sichtbar, dass für die positive Verschiebung um den Zentralwertes, die Ereignisse sich zu größeren Öffnungswinkel bewegen. Im Falle einer kleineren Massendifferenz ist das Verhalten genau umgekehrt. Die beiden Zählbereiche $[0., 0.5]$ und $[0.5, 1.]$ sind durch Linien gekennzeichnet. Die Sensitivität auf $\cos \alpha$ ist für diese Bereiche am höchsten.

6.3. ABSCHÄTZUNG DES STATISTISCHEN FEHLERS FÜR $\delta(\Delta M)$ 77

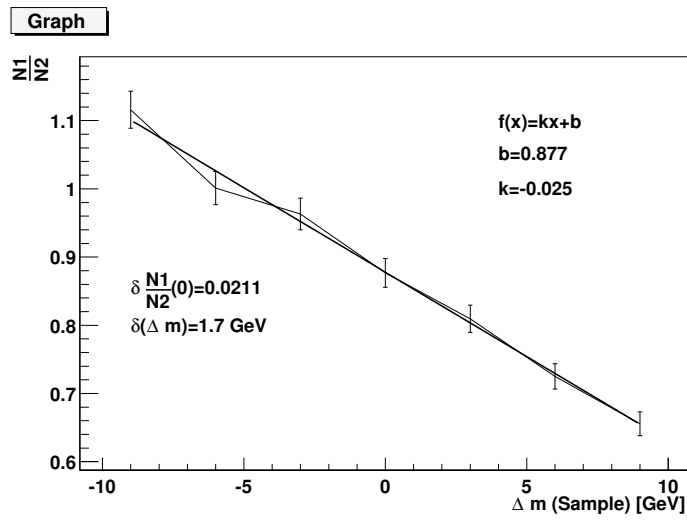


Abbildung 6.7: Das Zählverfahren angewendet auf den Akolinearitätswinkel liefert bezüglich der Eichgeraden das beste lineare Verhalten und daher auch den besten Wert auf die statistische Unsicherheit der gemessenen Massendifferenz.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

Ziel der vorgelegten Arbeit, ist es eine Suchstrategie für die Messung der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \chi_1^0\chi_2^0$ an einem zukünftigen Linear-Beschleuniger wie TESLA zu entwickeln. Das Szenario ist so gewählt, dass das zweitschwerste Neutralino dominant in Taus zerfällt. Da die Energie der Taus aufgrund fehlender Neutrinos schlecht rekonstruiert werden kann, wurde überprüft wie präzise $\sigma(e^+e^- \rightarrow \chi_2^0\chi_1^0)$ und Δm gemessen werden kann. Zur Messung von $\Delta m = m_{\tau\tau}^{rec}$ wurden 2 Methoden untersucht. Einmal die herkömmliche Methode, in der alle Zerfälle der Taus zur Massenrekonstruktion verwendet werden und eine zweite in der speziell die Zerfälle aus 3-Prong-Ereignissen untersucht wurden.

In Kapitel 5 konnte gezeigt werden, dass die Verwendung von 3-Prong-Ereignissen zur Berechnung der Massendifferenz $\Delta m = |m_{\chi_2^0} - m_{\chi_1^0}|$ keine effiziente Alternative zur herkömmlichen Methode ist. Trotz der Tatsache, dass dieses System vollständig rekonstruierbar ist, lässt sich keine deutliche Verschiebung hin zum Endpunkt des Massen-Spektrums feststellen. Da sich zudem ein zusätzlicher Verlust von Ereignissen durch eine Ereignisselektion erwarten lässt, scheint die Methode in dieser Form unbrauchbar zur Rekonstruktion von Δm zu sein.

In Kapitel 6 wird gezeigt, wie die Reaktion mittels einer Schnittselektion von SM- und SUSY-Untergrund unterschieden werden kann. Mit den separierten Ereignissen wurde zum einen eine Abschätzung der Genauigkeit des Wirkungsquerschnittes und zum anderen eine Abschätzung der Genauigkeit auf die Massendifferenz gegeben. Für die Bestimmung der Massendifferenz wurden 2 unterschiedliche Methoden untersucht. Einmal die Methode der Anpassung einer analytische Funktion an das Spektrum der invarianten Masse von $m_{\tau\tau}^{rec}$ und als zweites die Zählmethode, das heisst das Zählen von Ereignissen zweier fester Abschnitte. Diese Methode wurde sowohl auf die invariante Masse von $m_{\tau\tau}^{rec}$, als auch den Kosinus des Akolinearitätswinkel

$\cos \alpha$ angewendet. Hinsichtlich der Methode konnte gezeigt werden, dass die Zählmethode angewendet auf den Akolinearitätswinkel am sensitivsten hinsichtlich $\delta(\Delta m)$ ist. Ist die Masse des LSP aus anderen Messungen bekannt, kann mit Hilfe eines Schwellenscans eine präzise Messung der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \chi_1^0\chi_2^0$ durchgeführt werden. Aus dieser können die Massen der beiden leichtesten Neutralinos mit einer wesentlich geringeren statistischen Ungenauigkeit gemessen werden.

Wie in Kapitel 3 deutlich wird, hat die Genauigkeit die für die Observablen des Neutralinosystems erreicht werden, direkt Einfluß darauf, wie stark der Bereich des SUSY-Parameter M_1 und dessen Phase eingegrenzt werden kann. Zumindest für den Wirkungsquerschnitt konnte gezeigt werden, dass die dort verwendete Annahme auf die Präzision dieser Observable gerechtfertigt erscheint.

In zukünftigen Analysen scheint eine Überprüfung der Genauigkeit aller SUSY-Parameter, die aus dem kombinierten Chargino/Neutralino-System gewonnen werden können, wünschenswert. Zwar konnte bisher gezeigt werden, dass es je nach Szenario möglich ist alle SUSY-Parameter zu bestimmen, wie gut dies innerhalb eines einzigen Szenarios und mit welcher Präzision dies möglich ist, ist bisher noch nicht ausreichend geklärt. Eine weitere zu klärende Frage könnte eine Untersuchung von TESLA hinsichtlich der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 500$ oder 800 GeV sein: Lassen sich alle Parameter bereits bei einer Schwerpunktsenergie von 500 GeV gewinnen ? Mit welcher Präzision lassen sie sich gewinnen ? Ergeben sich für 800 GeV Verbesserungen ?

Literaturverzeichnis

- [1] U. Amaldi, W. de Boer, H. Fürstenau, Phys. Lett. **B260** (1991) 447
- [2] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264;
A. Salam, *Elementary Particle Theory*, ed. N. Svartholm (Almquist und Wiksells, Stockholm, 1968), 367.
- [3] S.L. Glashow, Rev. Mod. Phys. **52** (1980) 539
- [4] S. Weinberg, Rev. Mod. Phys. **52** (1980) 515
- [5] A. Salam, Rev. Mod. Phys. **52** (1980) 525
- [6] M. Gell-Mann, Phys. Rev. **125** (1962) 1067
- [7] F.J. Yndurain, *Quantum Chromodynamics*, Springer Verlag, (1983)
- [8] P.W. Higgs, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 508
- [9] P.W. Higgs, Phys. Rev. **4** **145** (1966) 1156
- [10] R. Selle; *Produktion und Zweikörperzerfall von Neutralinos: Effekte CP-verletzender Phasen* Diplomarbeit, Würzburg , 2001
- [11] S.P. Martin, *A Supersymmetry Primer*, **hep-ph/9709356**
- [12] M. Drees, *A Introduction to Supersymmetry*, **hep-ph/9611409**
- [13] R. Haag, J. Lopuszanski, M. Sohnius, *Nucl. Phys.* **B88** (1975) 257
- [14] J. Wess, B. Zumino, *Nucl. Phys.* **B70** (1974) 39 J. Wess, B. Zumino, *Nucl. Phys.* **49B** (1974) 52
- [15] H.E. Haber, G.L. Kane, Phys. Rep. **117** (1995) 75
- [16] H.J.W. Müller-Kirsten, A. Wiedemann, *Supersymmetry*, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., Singapur 1987

- [17] Particle Data Group, *Eur. Phys. J. C* **3** (1998) **1**
- [18] L. Giradello, M.T. Grisaru, *Nucl. Phys.* **B194** (1982) 65
- [19] A. Bartl, H. Fraas, W. Majerotto, N. Oshimo, *Phys. Rev.* **D40** (1989) 1594
- [20] S.Y. Choi et al., *Reconstructing the Chargino System at $e+e^-$ Linear Colliders*, *Eur.Phys.J.C* **14**:535-546,2000, **hep-ph/0002033**
- [21] S. Y. Choi, J. Kalinowski, G. Moortgat-Pick and P. M. Zerwas, *Analysis of the neutralino system in supersymmetric theories -Addendum-*, **hep-ph/0202039**
- [22] TESLA Technical Design Report; DESY 2001-11, <http://www.desy.de/lcnotes/>
- [23] H. U. Martyn and G. A. Blair, *Determination of sparticle masses and SUSY parameters*, **hep-ph/9910416**
- [24] B. C. Allanach et al., *The Snowmass points and slopes: Benchmarks for SUSY searches* in Proc. of the APS/DPF/DPB Summer Study on the Future of Particle Physics (Snowmass 2001) ed. N. Graf, *Eur. Phys. J. C* **25**, 113 (2002), **hep-ph/0202233**
- [25] C. Hensel, *Beam Induced Background at a TESLA Detector*, LC-DET-2000-001
- [26] T.Behnke, G.Blair et al., *BRAHMS: A Monte Carlo for a Detector at a 500/800 GeV Linear Collider*, LC-TOOL-2001-005, <http://www.desy.de/lcnotes/>
- [27] M. Pohl, H.J. Schreiber, *SIMDET - Version 4, A parametric Monte Carlo for a TESLA Detector*, LC-DET-2002-005, <http://www.desy.de/lcnotes/>
- [28] N. Ghodbane, *SUSYGEN3: An event generator for linear colliders*, **hep-ph/9909499**
- [29] T. Sjostrand, *PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4: Physics and manual*, **hep-ph/9508391**
- [30] A. Hauke, *Eine Messung der Masse des τ -Leptons mit dem Opal-Detektor bei LEP* Diplomarbeit, PI Bonn, 1999, BN-IB-99-15
- [31] R. Brun et al., *GEANT3 Users Guide*, CERN DD/EE/84-1 (1987)

Danksagung

Zum Schluß möchte allen danken, die diese Arbeit möglich gemacht haben:

- Prof. Rolf Heuer, Dr. Klaus Desch und Dr. Gudrid Moortgat-Pick, die mir die Möglichkeit zu dieser Diplomarbeit gegeben haben, indem sie diese konzipiert, betreut und kritisch begleitet haben.
- Prof. Beate Naroska für die Übernahme des Zweitgutachten.
- Jakob Hauschildt, Reimer Selle, Götz Gaycken, Philip Bechtle und besonders Dr. Thorsten Kuhl möchte ich für ihre unschätzbaren physikalischen und programmiertechnischen Hilfestellungen, sowie die vielen tollen Gesprächen jenseits der Physik, danken.
- Allen Mitgliedern der Gruppe *FLC*, die in ihrer Vielfalt eine spitzen Gruppe ist.
- Andreas Imhof und Blanka Sobloher, die meine Diplomarbeit Korrektur gelesen haben und Niels Meyer, der mir mit seiner Diplomarbeit gezeigt hat, dass man *TEX* auch eleganter verwenden kann.
- Oleg Eyser, Henning Lüders, Lutz Tröger, Rene Eiselt, Frauke Pascheke, Gesa Netzeband, Michael Flegel, Bodo Krause-Kyora und Niklas Rega möchte Ich für die vielen Gespräche, Partys, Kochabenden, Geburtstage, Übungszettelgemeinschaften, Prüfungsvorbereitungsgruppen und am allerwichtigsten ihre Freundschaft danken, die mein gesamte Studienzeit bereichert haben und ohne die Ich mich heute ärmer fühlen würde.
- Andreas Boger mit dem Ich auf dem Kietz die eine oder andere “Sorge gebrochen habe“.
- Prof. Wolfgang Scobel, der für mich als Physiker und Mensch immer ein Vorbild sein wird.
- Meinen lieben Eltern und meinen beiden Brüdern, die mich in meinem Weg immerunterstützt haben und die mich immer daran erinnern: Wer Ich bin? und Wo ich hingehöre?
- Meiner Freundin Christina Dalig, die es mit mir nicht immer ganz leicht hat und die ich sehr sehr lieb habe.

- Zum Schluß würde Ich gerne noch meinen seit kurzem verstorbenen Großeltern danken, speziell meinem Opa, der leider nicht mehr miterleben konnte, dass das Thema Studium jetzt geklärt ist.

Versicherung

Ich versichere, diese Arbeit selbständig unter Verwendung der angegebenen Quellen und Hilfsmittel angefertigt zu haben.

Hamburg, den 22. Januar 2003

(Markus Ball)