Studien zur Chargino-Produktion in Photon-Photon Kollisionen

Studies on Chargino-production in photon-photon collisions

Diplomarbeit

eingereicht von

Gunnar Klämke

geboren am 26. Januar 1980 in Cottbus

Friedrich Schiller Universität Jena

Physikalisch-Astronomische Fakultät

Gutachter: Prof. Dr. A. Wipf

Dr. K. Mönig

DESY Zeuthen, September 2004

Abstract

A Monte-Carlo analysis on production and decay of supersymmetric charginos at a future photon-collider was performed. A photon collider offers the possibility of a direct branching-ratio measurement. The process $\gamma\gamma \to \tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^- \to W^+W^-\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0 \to q\bar{q}q\bar{q}\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$ and its backgrounds were studied using *SHERPA* for event-generation and *SIMDET* for detector-simulation. Cuts were applied to distinguish signal from background. The resulting effiencies, purities and statistical errors for the determination of the branching ratio $\mathrm{BR}(\tilde{\chi}_1^\pm \to \tilde{\chi}_1^0 W^\pm)$ are presented. Using *Fittino*, an interpretation of the branching-ratio measurement with regard to a determination of MSSM Parameters is given.

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **3**

2 Supersymmetrie **5**
2.1 Das MSSM 5
2.2 mSUGRA 7
2.3 Wahl der mSUGRA Parameter 8
2.4 Verzweigungsverhältnisse & MSSM Parameter 10

3 Der Photon Collider **13**
3.1 TESLA und der Photon Collider 13
3.2 Physik am Photon Collider 15
3.3 Prinzipien des Photon Colliders 16
3.4 Das Photonspektrum 19
3.5 Der Detektor 23

4 Chargino Produktion **25**

5 Die Analyse **29**
5.1 Das Signal 30
5.2 Der Untergrund 33
5.3 Überlagerte Ereignisse 35
5.4 Die Werkzeuge der Analyse 36
5.4.1 SHERPA 36
5.4.2 SIMDET 37
5.5 Die Ereignisanalyse 37
5.5.1 Unterdrückung der überlagerten Ereignisse 37
5.5.2 Jet - Rekonstruktion 39
5.5.3 Rekonstruktion der W Bosonen 40
5.6 Selektion von Ereignissen 41
5.6.1 Effizienz und Reinheit 42

5.6.2 Beschreibung der Observablen 43
5.6.3 Anwendung der Schnitte 51

6 Resultate und Interpretation **57**
Fittino 58

Zusammenfassung **61**

Literaturverzeichnis **62**

Kapitel 1

Einleitung

In einigen Jahren werden zwei neue große Teilchenbeschleuniger in Betrieb gehen. Der "Large Hadron Collider" (LHC) und der "Linear Collider" (LC). Am LHC werden Proton-Proton Kollisionen untersucht, während der Linear Collider ein Elekton-Positron Beschleuniger ist.
An diesen zwei Experimenten wird man die Physik jenseits des Standardmodells bei Energien von rund 100 GeV bis zu einigen TeV erforschen. Schwerpunkte der Forschung wird die Suche nach dem Higgs-Boson sowie nach Anzeichen der Realisierung von Supersymmetrie in der Natur sein. Es ist nicht klar, ob man die von der Supersymmetrie vorhergesagten Elementarteilchen finden wird. Sollte dies jedoch der Fall sein, so gilt es, die Parameter dieser Theorie aus den experimentellen Daten abzuleiten. Die Bestimmung der Parameter wird dabei auf der Basis von gemessenen Massen, Wirkungsquerschnitten und den Zerfallseigenschaften der supersymmetrischen Teilchen erfolgen.
Eine Option für den Linear Colliders ist die Erweiterung zu einem Photon-Collider. An diesem werden Photonen an Stelle von Elektronen und Positronen zur Kollision gebracht. Experimente am Photon-Collider könnten neue nützliche Informationen zur Bestimmung der Supersymmetrieparameter liefern. Inbesondere können die Zerfallseigenschaften geladener Teilchen direkt vermessen werden, da ihr Produktionsmechanismus bekannt ist.
In dieser Diplomarbeit wurde eine Monte-Carlo Analyse zu Produktion und Zerfall der supersymmetrischen Charginos $\tilde{\chi}_1^{\pm}$ durchgeführt. Hierfür wurde der Kanal $\gamma\gamma \to \tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^- \to W^+W^-\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0 \to q\bar{q}q\bar{q}\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$ genauer untersucht. Ziel der Analyse war festzustellen, mit welchem statistischen Fehler das Verzweigungsverhältnis des Chargino-Zerfallskanals $\tilde{\chi}_1^{\pm} \to \tilde{\chi}_1^0 W^{\pm}$ gemessen werden kann. Dabei wurde eine realistische Simulation des Detektors verwendet. Die Analyse wurde exemplarisch für ein gewähltes Szenario der Supersymmetrie und für

zwei verschiedene Schwerpunktsenergien durchgeführt.
Kapitel 2 gibt zunächst einen knappen Überblick über die Supersymmetrie und stellt das ausgewählte Szenario vor. In Kapitel 3 werden die Funktionsweise und die Prinzipien des Photon-Colliders und dessen Detektors erläutert. Insbesondere wird hier auf das nicht-monochromatische Energiespektrum der kollidierenden Photonen eingegangen, welches eine ganz wesentliche Besonderheit des Photon-Colliders darstellt. Kapitel 4 fasst einige Aspekte der Paarproduktion von Charginos in Photon-Kollisionen zusammen. Es wird der effektive Wirkungsquerschnitt eingeführt, welcher das Energiespektrum der Photonen mit einbezieht. Schließlich wird in Kapitel 5 die Analyse selbst beschrieben. Es werden der Signalprozess und dessen Untergründe vorgestellt. Nach einem Überblick über die verwendeten Programme zur Durchführung der Monte-Carlo Simulation, wird der Selektionsvorgang beschrieben. Dieser dient zur Identifizierung der Signalereignisse als solche, und zur Verbesserung des Signal- zu Untergrund Verhältnisses. Die schlussendlich resultierenden Zahlenwerte für den statistischen Fehler der Messung des Verzweigungsverhältnisses $\mathrm{BR}(\tilde{\chi}_1^{\pm} \to \tilde{\chi}_1^0 W^{\pm})$ werden in Kapitel 6 zusammengefasst und interpretiert.

Kapitel 2

Supersymmetrie

Das Standardmodell der Teilchenphysik (SM) bietet eine äußerst erfolgreiche Beschreibung der heute bekannten Phänomene in der Teilchenphysik. Auf Energieskalen bis 100 GeV konnten experimentell keinerlei Abweichungen von Vorhersagen des Standardmodells gefunden werden. Jedoch ist klar, dass das Standardmodell nicht die entgültige Theorie der Teilchenphysik sein kann. Erweiterungen der Theorie sind notwendig, um die Physik bei beliebig hohen Energien bis hin zur Planckskala $M_P \approx 10^{19}\,\mathrm{GeV}$ richtig beschreiben zu können. Als eine mögliche Erweiterung des Standardmodells wurde in den 70er Jahren die Supersymmetrie in die Hochenergiephysik eingeführt [1]. Supersymmetrie ist in der Lage eine Reihe von Problemen des Standardmodells, wie zum Beispiel das "Hierarchie Problem" zu lösen, sie ist allerdings bislang noch nicht experimentell bestätigt.

2.1 Das MSSM

Supersymmetrie ist eine Symmetrie zwischen Fermionen und Bosonen. Fermionen werden durch eine Supersymmetrie-Transformation auf Bosonen abgebildet und umgekehrt. In der minimal supersymmetrischen Erweiterung des Standard Models (MSSM) werden zu jedem Teilchen des Standardmodells supersymmetrische Partner eingeführt. Für eine Einführung in die Supersymmetrie und das MSSM sei an dieser Stelle auf [2, 3, 4] verwiesen. Tabelle 2.1 gibt einen Überblick über das Teilchenspektrum des MSSM: Die Fermionen des Standardmodells, d.h. die Quarks (u, d, s, c, t, b) und Leptonen $(e, \mu, \tau, \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau)$ erhalten skalare Felder als Superpartner, sogenannte Squarks $(\tilde{u}, \tilde{d}, \tilde{s}, \tilde{c}, \tilde{t}, \tilde{b})$ und Sleptonen $(\tilde{e}, \tilde{\mu}, \tilde{\tau}, \tilde{\nu_e}, \tilde{\nu_\mu}, \tilde{\nu_\tau})$, wobei das "S" für "Skalar" steht. Es gibt jeweils ein Skalar pro Helizitätsfreiheitsgrad des Standardmodell Fermions, z.B.

SM Teilchen	Spin	Wechselwirkungs-eigenzustände	Massen-eigenzustände	Spin
			Squarks	
u	1/2		$\tilde{u}_L$, $\tilde{u}_R$	0
d	1/2		$\tilde{d}_L$, $\tilde{u}_R$	0
s	1/2		$\tilde{s}_L$, $\tilde{s}_R$	0
c	1/2		$\tilde{c}_L$, $\tilde{c}_R$	0
t	1/2	$\tilde{t}_L$, $\tilde{t}_R$	$\tilde{t}_1$, $\tilde{t}_2$	0
b	1/2	$\tilde{b}_L$, $\tilde{b}_R$	$\tilde{b}_1$, $\tilde{b}_2$	0
			Sleptonen	
e	1/2		$\tilde{e}_L$, $\tilde{e}_R$	0
μ	1/2		$\tilde{\mu}_L$, $\tilde{\mu}_R$	0
τ	1/2	$\tilde{\tau}_L$, $\tilde{\tau}_R$	$\tilde{\tau}_1$, $\tilde{\tau}_2$	0
ν_e, ν_μ, ν_τ	1/2		$\tilde{\nu}_e$, $\tilde{\nu}_\mu$, $\tilde{\nu}_\tau$	0
			Neutralinos	
B^0	1	$\tilde{B}^0$	$\tilde{\chi}_1^0$	1/2
W^0	1	$\tilde{W}^0$	$\tilde{\chi}_2^0$	1/2
h, H, A	0	$\tilde{H}_u^0$	$\tilde{\chi}_3^0$	1/2
		$\tilde{H}_d^0$	$\tilde{\chi}_4^0$	1/2
			Charginos	
$W^\pm$	1	$\tilde{W}^\pm$	$\tilde{\chi}_1^\pm$	1/2
$H^\pm$	0	$\tilde{H}_u^+$, $\tilde{H}_d^-$	$\tilde{\chi}_2^\pm$	1/2
			Gluino	
g	1		$\tilde{g}$	1/2

Tabelle 2.1: Die Teilchen des Standardmodells und des MSSM. Im MSSM werden neben dem Higgs-Boson h noch weitere Higgsbosonen ($H, A, H^\pm$) und deren Superpartner benötigt.

$\tilde{u}_L$ und $\tilde{u}_R$ als Partner zum links- und rechthändigen up-Quark. In der 3. Generation gibt es des Weiteren Mischungen zwischen den Wechselwirkungseigenzuständen und den Masseneigenzuständen.

Die Superpartner der Standard Modell Eichbosonen ($B^0, W^0, W^\pm$) und der Higgsfelder ($h, H, A, H^\pm$) sind die Binos, Winos ($\tilde{B}^0, \tilde{W}^0, \tilde{W}^\pm$) und Higgsinos ($\tilde{H}_u^0, \tilde{H}_d^0, \tilde{H}_u^+, \tilde{H}_d^-$), welche ebenfalls untereinander mischen. Die entsprechenden Masseneigenzustände der neutralen "Gauginos" ($\tilde{B}^0, \tilde{W}^0$) und Higgsinos ($\tilde{H}_u^0, \tilde{H}_d^0$) sind die Neutralinos ($\tilde{\chi}_1^0, \tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_3^0, \tilde{\chi}_4^0$). Die geladenen Winos und Higgsinos ($\tilde{W}^\pm, \tilde{H}_u^+, \tilde{H}_d^-$) formen die Charginos ($\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_2^\pm$) als Masseneigenzustände.

Die Neutralinos und Charginos sind in ihrer Bezeichnung entsprechend ihrer Masse sortiert, so dass $m_{\tilde{\chi}_1^0} < m_{\tilde{\chi}_2^0} < m_{\tilde{\chi}_3^0} < m_{\tilde{\chi}_4^0}$ und $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} < m_{\tilde{\chi}_2^\pm}$ gilt.

2.2 mSUGRA

Bei ungebrochener Supersymmetrie haben die supersymmetrischen Teilchen exakt die gleichen Massen wie ihre Standardmodell Partner, z.B. $m_e = m_{\tilde{e}_L} = 0.511\,\text{MeV}$. In diesem Falle hätte man also supersymmetrische Teilchen experimentell beobachtet. Daher muss Supersymmetrie, so sie den in der Natur realisiert ist, gebrochen sein.
Bei einer allgemeinen Formulierung der Supersymmetriebrechung kommen mehr als 100 neue freie Parameter ins Spiel, wobei ein Großteil davon Massen- und Mischungsparameter der supersymmetrischen Teilchen sind. Um diese große Anzahl an freien Parametern einzuschränken, wurden eine Reihe von Modellen für die Supersymmetriebrechung entwickelt. Eines davon ist *mSUGRA* (für "minimal supergravity"). Hier wird die Supersymmetrie durch den Einfluß der Gravitation gebrochen. Weiterhin wird eine Vereinheitlichung der trilinearen Kopplungen sowie der Sfermion- und Gauginomassen auf der GUT-Skala (Skala der "grand unification") angenommen. In *mSUGRA* existieren folgende Parameter der Supersymmetriebrechung:

- m_0: Universelle Sfermion-Masse auf der GUT - Skala
- $m_{1/2}$: Universelle Gaugino-Masse auf der GUT - Skala
- A_0: Universelle trilineare Kopplung
- sign μ: Vorzeichen des Higgsino Massenparameters μ
- $\tan\beta$: Verhältnis der Vakuumerwartungswerte der Higgs-Felder

Legt man diese Parameter fest, so können daraus die Massen und Wechselwirkungen aller supersymmetrischen Teilchen abgeleitet werden.
Es ist allerdings völlig offen, ob mSUGRA die letztendlich richtige Beschreibung der Supersymmetriebrechung ist. Auf Grund der übersichtlichen Anzahl an freien Parametern wird dieses Modell häufig für Studien zum Linear Collider und LHC verwendet.

2.3 Wahl der mSUGRA Parameter

Im Mittelpunkt dieser Arbeit steht die Produktion und der Zerfall des Chargino $\tilde{\chi}_1^{\pm}$ an einem Photon Collider. Für eine Studie ist es notwendig, die Supersymmetrieparameter m_0, $m_{1/2}$, A_0, sign μ, $\tan\beta$ und damit die Eigenschaften der supersymmetrischen Teilchen festzulegen. Auf dem Snowmass workshop 2001 [5] wurden Benchmark - Szenarien, sogenannte "Snowmass points and slopes" (SPS) für zukünftige Studien zur Supersymmetrie festgelegt. Die vorgeschlagenen Szenarien sind alle konsistent mit den existierenden experimentellen Einschränkungen. Einer der Benchmark-Punkte, SPS 1, ist ein *mSUGRA* Szenario. Die entsprechenden Werte der *mSUGRA* Parameter sind in Tabelle 2.2 gezeigt.

Von diesen Parametern ausgehend können die Massen und Zerfallskanäle der

m_0	$m_{1/2}$	A_0	$\tan\beta$	sign μ
100 GeV	250 GeV	-100 GeV	10	$+1$

Tabelle 2.2: *mSUGRA* Parameter im SPS 1 Szenario

supersymmetrischen Teilchen, insbesondere des Charginos $\tilde{\chi}_1^{\pm}$ berechnet werden. Dazu wurden die Programme *ISAJET* [6] und *SPHENO* [7, 8] verwendet. Tabelle 2.3 zeigt die Ergebnisse, welche das Chargino betreffen. Das Chargino

Massen	
$\tilde{\chi}_1^{\pm}$ (Chargino) Masse $m_{\tilde{\chi}_1^{\pm}}$	180.4 GeV
$\tilde{\chi}_1^0$ (Neutralino) Masse $m_{\tilde{\chi}_1^0}$	95.6 GeV
$\tilde{\tau}_1^{\pm}$ (Stau) Masse $m_{\tilde{\tau}_1}$	134.4 GeV
$\tilde{\boldsymbol{\chi}}_{\mathbf{1}}^{\pm}$ **Zerfallskanäle**	
BR($\tilde{\chi}_1^{\pm} \to \tilde{\tau}_1^{\pm}\nu_\tau$)	91.9%
BR($\tilde{\chi}_1^{\pm} \to \tilde{\chi}_1^0 W^{\pm}$)	7.2%

Tabelle 2.3: Massen und Verzweigungsverhältnisse (berechnet mit *ISAJET*)

hat hier eine Masse von $m_{\tilde{\chi}_1^{\pm}} = 180.4$ GeV. Die beiden Zerfallskanäle des Charginos sind $\tilde{\chi}_1^{\pm} \to \tilde{\tau}_1^{\pm}\nu_\tau$ und $\tilde{\chi}_1^{\pm} \to \tilde{\chi}_1^0 W^{\pm}$ mit den Verzweigungsverhältnissen 91.9% bzw. 7.2%. Das Neutralino $\tilde{\chi}_1^0$ ist in diesem Szenario das leichteste supersymmetrische Teilchen (LSP) und stabil. Da es neutral ist und nicht zerfällt,

kann es genau wie ein Neutrino an Beschleunigerexperimenten nicht detektiert, und somit nur indirekt nachgewiesen werden.
Das Chargino zerfällt zu 92% in ein Stau, welches stets weiter in ein Tau-Lepton und ein Neutralino zerfällt. Tau-Leptonen sind in einer Ereignisanalyse schwierig, denn sie haben eine Vielzahl verschiedener Zerfallskanäle. Daher wurde in dieser Diplomarbeit der Zerfallskanal $\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 W^\pm$ betrachtet. Nun ist jedoch das Verzweigungsverhältnis von 7.2% recht klein, was eine sehr niedrige Ereignisrate in der Monte-Carlo Analyse zur Folge hätte. Daher wurden die *mSUGRA* Parameter etwas variiert, um eine höheres Verzweigungsverhältnis zu erhalten. Diese Vorgehensweise ist völlig legitim, denn auch die Wahl der Parameter in SPS 1 ist zu einem gewissen Grad willkürlich. Die Abweichung von den SPS 1 Parametern ist dennoch recht gering. Tabelle 2.4 zeigt die modifizierten *mSUGRA* Parameter wie sie für die Monte-Carlo Analyse verwendet wurden. Aus diesen Parametern ergeben sich nun wiederum die Massen und

m_0	$m_{1/2}$	A_0	$\tan\beta$	sign μ
130 GeV	250 GeV	-100 GeV	9	$+1$

Tabelle 2.4: Die für Analyse verwendeten *mSUGRA* Parameter

Verzweigungsverhältnisse (Tabelle 2.5). Die Massen des Charginos und des

Massen	
$\tilde{\chi}_1^\pm$ (Chargino) Masse $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$	180.4 GeV
$\tilde{\chi}_1^0$ (Neutralino) Masse $m_{\tilde{\chi}_1^0}$	95.6 GeV
$\tilde{\tau}_1^\pm$ (Stau) Masse $m_{\tilde{\tau}_1}$	158.8 GeV
$\tilde{\boldsymbol{\chi}}_\mathbf{1}^\pm$ **Zerfallskanäle**	
BR($\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{\tau}_1^\pm \nu_\tau$)	72.4%
BR($\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 W^\pm$)	26.2%

Tabelle 2.5: Massen und Verzweigungsverhältnisse (berechnet mit *ISAJET*)

Neutralinos bleiben unverändert. Das Stau hat nun eine Masse von 159 GeV, weshalb der Zerfallskanal $\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{\tau}_1^\pm \nu_\tau$ im Vergleich zu SPS 1 kinematisch unterdrückt ist. Das Charino zerfällt zu 26% in ein $W^\pm$ und ein Neutralino $\tilde{\chi}_1^0$, das Verzweigungverhälnis ist also größer geworden. Die in Tabelle 2.4 angegebenen *mSUGRA* Parameter und die in Tabelle 2.5 gezeigten Massen und

Verzweigungsverhältnisse bilden die Grundlage für die Analyse in Kapitel 4 und 5.

2.4 Verzweigungsverhältnisse & MSSM Parameter

Durch Messungen von Massen supersymmetrischer Teilchen und von Wirkungsquerschnitten supersymmetrischer Prozesse wird man am zukünftigen Proton-Proton Collider (LHC) und am Linar Collider (LC) eine Vielzahl an Parametern des MSSM bestimmen können. An einem möglichen Photon Collider wird man zusätzlich in der Lage sein, die Zerfälle von supersymmetrischen Teilchen direkt zu vermessen. Es stellt sich daher die Frage, inwieweit eine Messung von Verzweigungsverhältnissen zusätzliche Informationen zur Bestimmung der supersymmetrie-Parameter bietet.

Einen Hinweis dazu liefert Abbildung 2.1: Aufgetragen ist das Verzweigungs-

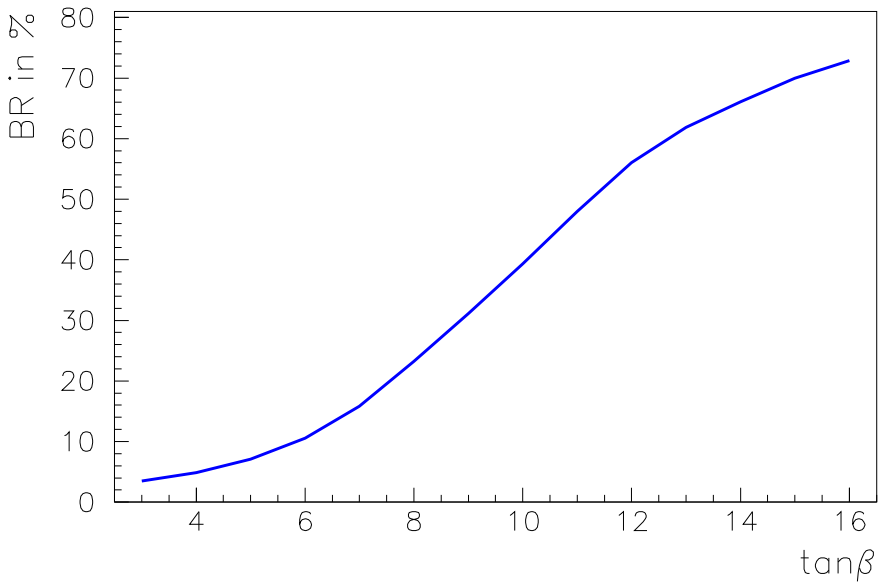

Abbildung 2.1: Das Verzweigungsverhältnis BR($\tilde{\chi}_1^\pm \to \tilde{\chi}_1^0 W^\pm$) aufgetragen in Abhängigkeit von $\tan\beta$. Es wurden MSSM-Parameter so variiert, das die Massen $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 180.4\,\text{GeV}$, $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 95.6\,\text{GeV}$ und $m_{\tilde{\tau}_1} = 158.8\,\text{GeV}$ konstant blieben.

verhältnis BR($\tilde{\chi}_1^\pm \to \tilde{\chi}_1^0 W^\pm$) über $\tan\beta$. Dabei wurden eine Reihe von MSSM-

Parametern so variiert, dass die Massen des Charginos $\tilde{\chi}_1^\pm$, Neutralinos $\tilde{\chi}_1^0$ und Staus $\tilde{\tau}_1^\pm$ entsprechend der Werte in Tabelle 2.5 konstant blieben. Die Massen dieser Teilchen haben über die Zerfallskinematik einen Einfluß auf das Verzweigungsverhältnis. Sie können jedoch am e^+e^--Collider bestimmt werden. Zur Berechnung der Teilchenmassen und des Verzweigungsverhältnisses $\mathrm{BR}(\tilde{\chi}_1^\pm \to \tilde{\chi}_1^0 W^\pm)$ wurde das Programm *SPHENO* [7, 8] verwendet. Es wurden hierbei jene Parameter des MSSM variiert, welche wesentlichen Einfluß auf die Zerfallseigenschaften des Charginos haben:

- M_1: Bino Massenparameter
- M_2: Wino Massenparameter
- μ: Higgsino Massenparameter
- $M_{\bar{e}_3}$: Stau $\tilde{\tau}_R^\pm$ Massenparameter
- M_{L_3}: Stau $\tilde{\tau}_L^\pm$ Massenparameter
- $\tan\beta$: Verhältnis der Vakuumerwartungswerte der Higgs-Felder

Abbildung 2.1 zeigt eine deutliche Abhängigkeit des Verzweigungsverhältnisses von $\tan\beta$. Dies lässt die Schlußfolgerung zu, dass eine Messung des Verzweigungsverhältnisses $\mathrm{BR}(\tilde{\chi}_1^\pm \to \tilde{\chi}_1^0 W^\pm)$ zusätzliche Informationen über die Supersymmetrieparameter liefern kann, wodurch die Genauigkeit bei ihrer Bestimmung erhöht wird.

Kapitel 3

Der Photon Collider

3.1 TESLA und der Photon Collider

TESLA (TeV Energy Superconducting Linar Accelerator) ist ein zukünftiger Elektron-Positron Linearbeschleuniger, welcher in internationaler Zusammenarbeit am DESY (Deutsches Elektronen-Synchrotron) geplant und entwickelt wird [9]. Besonderes Merkmal von TESLA sind die supraleitenden Beschleunigungskavitäten. In diesen werden auf einer Gesamtlänge von rund 40 km polarisierte Elektron- und Positronstrahlen beschleunigt und zur Kollision gebracht. Die Schwerpunktsenergie der Kollision beträgt 500 GeV und kann auf 1 TeV erhöht werden. Die Elektronen werden mindestens zu 80% und die Positronen zu 60% polarisiert sein. Die Design-Luminosität für den e^+e^- - Linear Collider beträgt $\mathcal{L}_{e^+e^-} = 3.4 \cdot 10^{34} cm^{-2} s^{-1}$, was einer jährlichen (d.h. pro 10^7s) integrierten Luminosität von $340 fb^{-1}$ entspricht.
TESLA wird neue Einblicke in die Physik des Standardmodells und in die Physik jenseits davon geben. Präzisionsmessungen zum Higgs-Mechanismus sowie zur Supersymmetrie (falls diese in der Natur realisiert ist) seien hierbei beispielhaft als Themen der Forschung am Linearbeschleuniger genannt.
Abbildung 3.1 zeigt eine schematische Ansicht von TESLA mit den beiden Teilstrecken zur Beschleunigung der Elektronen und Positronen und der Experimentierhalle mit dem Detektor. Der Beschleuniger ist in einem unterirdischen Tunnel angelegt. In regelmäßigen Abständen befinden sich Kältehallen, in welchen die Tieftemperaturtechnik für die Kühlung der Beschleunigereinheiten installiert ist. Die Dämpfungsringe dienen zur sogenannten Phasenraumkühlung der Strahlen. In ihnen werden der Querschnitt und die Divergenz der Elektron- und Positronstrahlen reduziert, denn diese gehen umgekehrt proportional in die Luminosität, also in die Wechselwirkungsrate ein. Die Elektron- und Po-

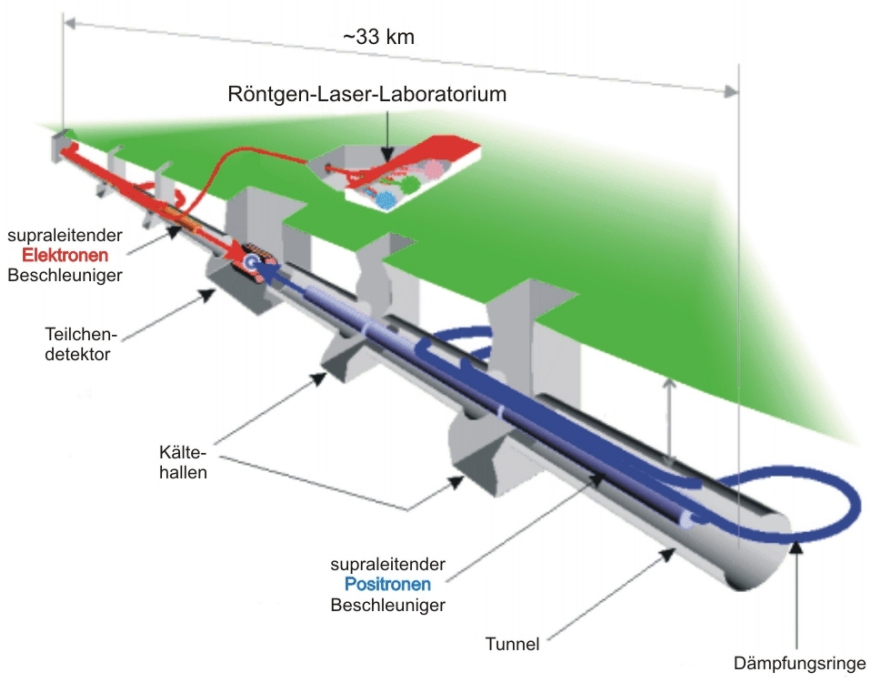

Abbildung 3.1: Schema des TESLA Beschleunigers

sitronstrahlen sind nicht kontinuierlich, sondern in Pakete ("bunches") mit einem zeitlichen Abstand von 337ns unterteilt. Der in Abbildung 3.1 dargestellte Röntgen-Laser ist nicht mehr Teil von TESLA, sondern ein eigenständiges Projekt am DESY. Für weitere Details zu TESLA sei hier auf den Technischen Design Report verwiesen [9, 10, 11, 12, 13, 14].

Der Photon Collider (oder kurz: $\gamma\gamma$-Collider) ist eine Option für die Erweiterung des TESLA Linear Beschleunigers [15]. Die Idee ist, durch Streuung der beschleunigten Elektronen an einem fokussierten Laserstrahl hochenergetische Photonen zu erzeugen. Anstelle des Positronstrahls wird ein zweiter Elektronenstrahl verwendet, der ebenfalls zur Erzeugung hochenergetische Photonen dient, oder aber unbeeinflusst bleibt. Die Konvertierung der Elektronen in hochenergetische Photonen geschieht dabei erst wenige Millimeter vor dem Kollisionspunkt. Mit diesem Mechanismus wird es möglich sein, Photon-Photon ($\gamma\gamma$) Kollisionen oder auch Elektron-Photon ($e\gamma$) Kollisionen bei mit dem e^+e^--Collider vergleichbaren Schwerpunktsenergien und Luminositäten zu untersuchen.

3.2 Physik am Photon Collider

Das physikalische Potential des Photon Colliders ist reichhaltig und zum Teil komplentär zum e^+e^- Collider.
Beispielsweise kann die Kopplung des Higgs Bosons an zwei Photonen sehr

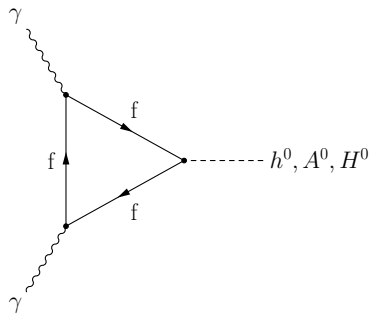

Abbildung 3.2: Diagramm zur Higgs-$\gamma\gamma$ Kopplung mit einer virtuellen Fermion Schleife.

genau untersucht werden [16]. Diese Kopplung ist nur durch Schleifendiagramme wie in Abbildung 3.2 gegeben, in welche alle schweren geladenen Teilchen eingehen. Somit ist die Higgs Produktion in Photon Kollisionen sensitiv auf Teilchen, die zu schwer für eine direkte Erzeugung an Beschleunigern sind. Des Weiteren können auch die von der Supersymmetrie vorhergesagten schweren Higgs Bosonen produziert und ihre $\gamma\gamma$-Breite gemessen werden.
Auf Grund des hohen Wirkungsquerschnitts für die Produktion von $W^\pm$ Bosonen kann am Photon Collider auch die Elektroschwache Symmetriebrechung (EWSB) genau studiert werden [17, 18].

An einem Photon-Collider können Paare geladener Teilchen, wie z.B. die geladenen Higgs-Bosonen oder auch supersymmetrische Teilchen, mit einem deutlich größeren Wirkungsquerschnitt produziert werden als am e^+e^--Collider. Abbildung 3.3 illustriert dies: Der Wirkungsquerschnitt für die Produktion von Skalaren, Fermionen und W Bosonen ist in $\gamma\gamma$-Kollisionen ungefähr 10mal größer als in e^+e^--Kollisionen.
Dies betrifft insbesondere die supersymmetrischen Charginos, welche Gegenstand dieser Arbeit sind. Der Produktionsmechanismus wird dabei allein durch die Quantenelektrodynamik, also durch die Kopplung von Photonen an geladene Teilchen beschrieben. Daher kann der Wirkungsquerschnitt für die Chargino Paarproduktion exakt in Abhängigkeit der Charginomasse berechnet werden. Unter der Voraussetzung, dass die Massen der supersymmetrischen Teilchen

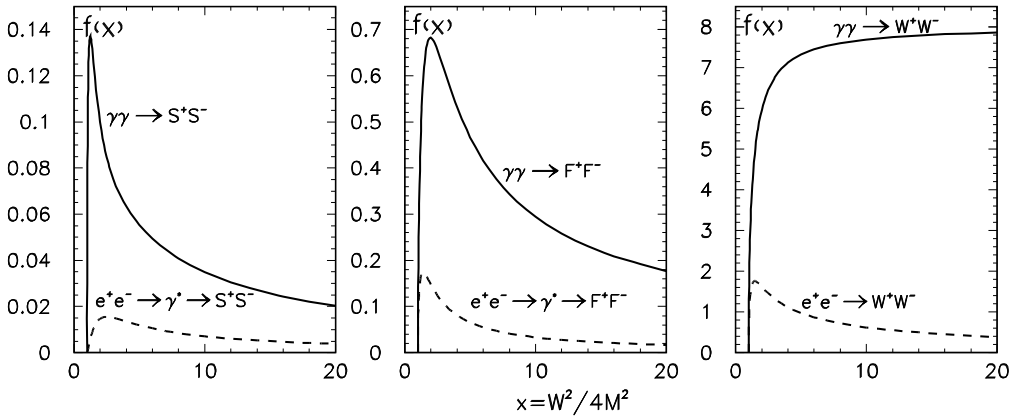

Abbildung 3.3: Vergleich der Wirkungsquerschnitte für geladene Teilchen (Skalare: S, Fermionen: F, W Bosonen: W) in unpolarisierten e^+e^-- und $\gamma\gamma$ - Kollisionen. Aufgetragen ist $f = \sigma \cdot M^2/(\pi\alpha^2)$ über $x = W^2/4M^2$. σ ist der Wirkungsquerschnitt, M ist die Teilchenmasse und W die Schwerpunktsenergie.

am e^+e^--Beschleuniger bestimmt werden und somit der Produktionswirkungsquerschnitt bekannt ist, eröffnet dies die Möglichkeit einer direkten Messung der Zerfallseigenschaften des Charginos.

3.3 Prinzipien des Photon Colliders

Das Prinzip des Photon Colliders basiert darauf, hochenergetische Photonen durch Compton-Streuung eines leistungsstarken Laserpulses an einem hochenergetischen Elektronstrahl zu erzeugen [19, 15, 20, und dort zitierte Referenzen].
Abbildung 3.4 zeigt den Konversionsprozess: Ein fokussierter Laserpuls trifft unter einem Winkel α_0 auf ein Paket des Elektronstrahls. Dabei wird Energie und Impuls der Elektronen auf die Photonen übertragen. Die zurückgestreuten Photonen fliegen in Richtung des Elektronstrahls zum Wechselwirkungspunkt (IP) 2.1mm hinter dem Konversionpunkt, wo sie dann mit dem entgegenkommenden Strahl kollidieren.

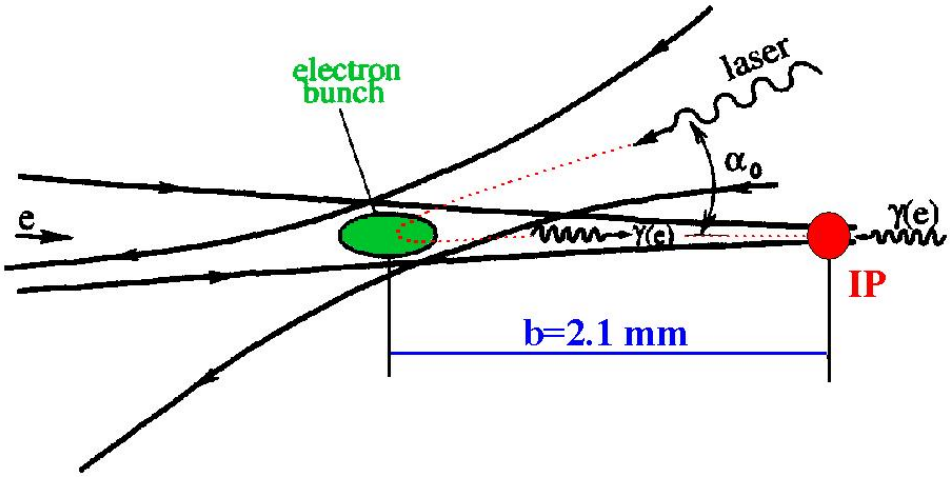

Abbildung 3.4: Schema des Konversionsprozesses am $\gamma\gamma$-Collider

Die maximale Photonenergie ω_m ist durch die Compton - Kinematik gegeben:

$$\omega_m = \frac{x}{x+1} E_0 \tag{3.1}$$

wobei E_0 die Energie der Elektronen ist, und x durch

$$x = \frac{4E_0\omega_0}{m_e^2c^4} \cos^2\frac{\alpha_0}{2} \simeq 19 \left[\frac{E_0}{\mathrm{TeV}}\right] \left[\frac{\mu m}{\lambda}\right]. \tag{3.2}$$

definiert ist. Des Weiteren bezeichnen ω_0 und λ die Photonenergie und Wellenlänge des Lasers, m_e ist die Elektronenmasse. Man strebt dabei einen x-Wert unterhalb von 4.8 an, da für größere x die invariante Masse eines Laser - Photons und eines hochenergetischen Photons oberhalb des Schwellenwerts für e^+e^- Paarproduktion liegt. Diese zusätzliche Wechselwirkung würde die Zahl der produzierten hochenergetischen Photonen wieder verringern. Die stärksten heute verfügbaren Festkörperlaser haben eine Wellenlänge von $\lambda \approx 1\mu$m, was für einen 250 GeV Elektronstrahl einem Wert von $x = 4.75$ entspricht. Es wird eine enorm hohe Laserintensität von etwa 9 Joule ($\sim 10^{19}$ Photonen) pro Laserpuls benötigt, um 70% der $2 \cdot 10^{10}$ Elektronen eines Paketes in hochenergetische Photonen zu konvertieren.
Der differentielle Wirkungsquerschnitt der Compton - Streuung in Abhängigkeit der Photonenergie ω ist durch

$$\frac{d\sigma_c}{dy} = \frac{2\sigma_0}{x}\left[\frac{1}{1-y} + 1 - y - 4r(1-r) + 2\lambda_e P_c r x (1-2r)(2-y)\right] \tag{3.3}$$

gegeben, mit

$$y = \omega/E_0\,, \quad r = \frac{y}{(1-y)x}\,, \quad \sigma_0 = \frac{\pi e^4}{m_e^2 c^4} = 2.5 \cdot 10^{-25}\mathrm{cm}^2$$

Der Wirkungsquerschnitt ist abhängig vom Produkt aus der Helizität der Elek-

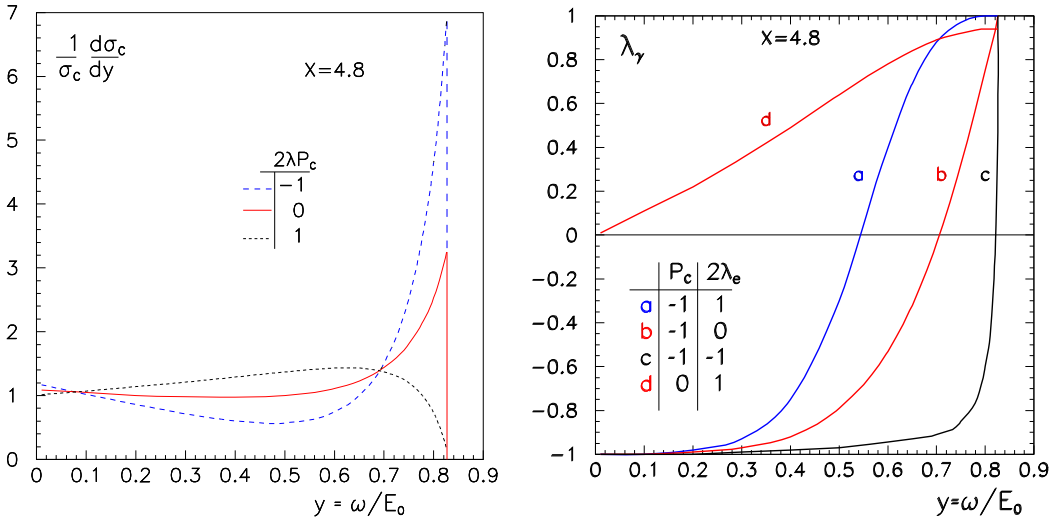

Abbildung 3.5: Normiertes Photonenergie Spektrum der Comptonstreuung für verschiedene Polarisationen von Elektronen und Laser (links); Zirkulare Polarisation der gestreuten Photonen für verschiedene Elektron- und Laserpolarisationen (rechts).

tronen λ_e und der (zirkularen) Laserpolarisation P_c. Abbildung 3.5 (links) zeigt den normierten Wirkungsquerschnitt für unterschiedliche Laser- und Elektronpolarisationen, d.h. für verschiedene Werte für $2\lambda_e P_c$. Es wird deutlich, dass ein Wert für $2\lambda_e P_c$ möglichst nahe bei -1 angestrebt werden sollte, um maximale Luminosität bei hohen Energien zu bekommen. Realistisch ist dabei

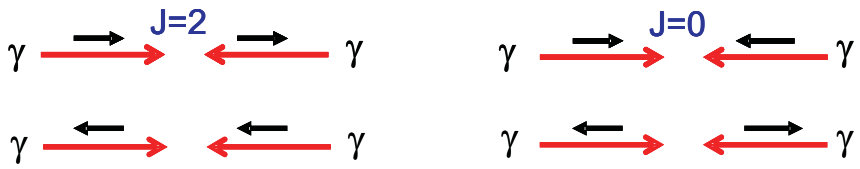

Abbildung 3.6: Die Einstellmöglichkeiten der Photonhelizitäten (kurze Pfeile), die zu einem Gesamtdrehimpuls von J=0 oder J=2 führen.

eine Laserpolarisation von 100% und eine Elektronpolarisation von $\approx 85\%$, d.h. $2\lambda_e P_c = -0.85$. Im rechten Teil der Abbildung 3.5 ist die Helizität der erzeugten hochenergetischen Photonen für verschiedene Elektron- und Laserpolarisationen dargestellt. Für $2\lambda_e P_c = -1$ hat man eine konstante und hohe Polarisation im hochenergetischen Peak des Photonspektrums. Somit ist es möglich, Kollisionen zirkular polarisierter Photonen zu untersuchen. Hierbei gibt es zwei verschiedene Einstellmöglichkeiten der Photonenhelizitäten zueinander: parallel und antiparallel (Abbildung 3.6), was einen Gesamtdrehimpuls des 2-Photon Systems von entweder $J = 2$ oder $J = 0$ bedeuted.

3.4 Das Photonspektrum

In der Realität ist das Photonspektrum etwas komplizierter als das der reinen Comptonstreuung. Zum einen steigt der Comptonwirkungsquerschnitt bei kleiner werdenden Schwerpunktsenergien an, wodurch Elektronen, die durch eine Wechselwirkung bereits einen Großteil ihrer Energie verloren haben, mit größerer Wahrscheinlichkeit ein zweites Mal an einem Laser-Photon streuen. Dies führt zu einem Anstieg im Spektrum bei kleinen Energien. Zum anderen ist die benötigte Laserleistung so hoch (≈ 9 Joule/Puls), dass nichtlineare optische Effekte berücksichtigt werden müssen. Diese führen zu einer Verkleinerung der maximalen Photonenenergie ω_m. Der Grund hierfür ist eine Erhöhung der effektiven Elektronenmasse. Des Weiteren entstehen durch simultane Wechsel-

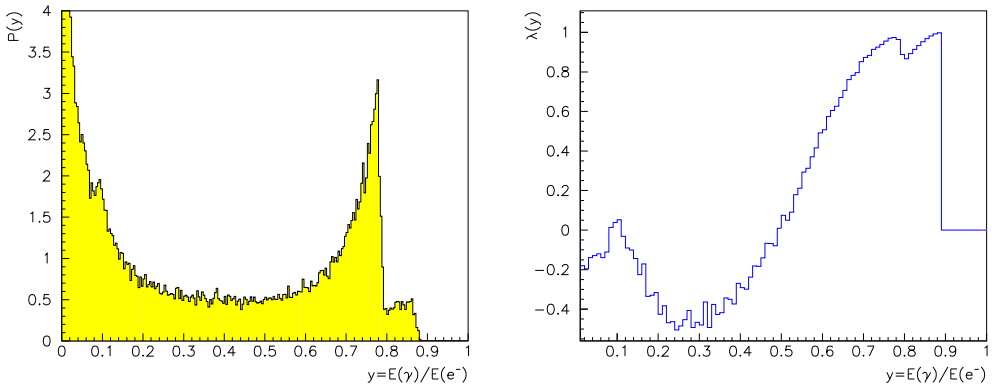

Abbildung 3.7: Energieverteilung der Photonen $P(y)$ (links) und Polarisation der Photonen $\lambda(y)$ (rechts) in Abhängigkeit von $y = \omega/E_0$. Mit $2\lambda_e P_c = -0.85$ und $E_0 = 250\,\text{GeV}$.

wirkung mehrerer Laser-Photonen mit einem Elektron Photonen mit Energien

größer als ω_m. Abbildung 3.7 zeigt das Energiespektrum $P(y)$ sowie das Polarisationsspektrum $\lambda(y)$ der Photonen, wie es aus einer realistischen Monte-Carlo Simulation gewonnen wurde (man vergleiche mit Abb. 3.5, $2\lambda_e P_c = -1$) [21, 22]. Dabei wurden Werte von 85% bzw. 100% für die Elektronen- und Laserpolarisation sowie eine Elektronenergie von 250 GeV verwendet.
Bei der Berechnung des Luminositätsspektrums $d\mathcal{L}/d\sqrt{s_{\gamma\gamma}}$ muss berücksichtigt

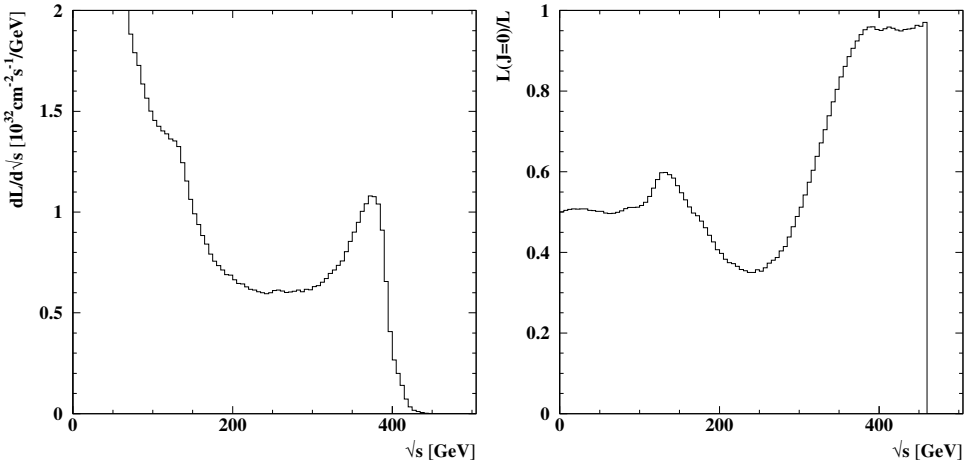

Abbildung 3.8: $\gamma\gamma$ Luminositätsspektrum $d\mathcal{L}/d\sqrt{s_{\gamma\gamma}}$ (links) und der Anteil der Luminosität mit J=0 (rechts) für $\sqrt{s_{ee}} = 500\,\text{GeV}$.

werden, dass die niederenergetischen Photonen mit einer größeren Winkeldivergenz produziert werden. Dadurch ist der Strahlquerschnitt am Wechselwirkungspunkt für diese Photonen etwas größer als für die hochenergetischen Photonen. Dies führt zu einer Reduzierung der Luminosität bei niedrigen $\gamma\gamma$ Schwerpunktsenergien $\sqrt{s_{\gamma\gamma}}$. Abbildung 3.8 zeigt das Energiespektrum und die Polarisation für $\sqrt{s_{ee}} = 500\,\text{GeV}$. Die Gesamtluminosität beträgt dabei $\mathcal{L}_{\gamma\gamma} = 10 \cdot 10^{34} cm^{-2} s^{-1} = 1000 fb^{-1}/10^7 s$ und ist somit ≈ 3 mal größer als die e^+e^- Luminosität am Elektron-Positron Collider, allerdings beträgt die Luminosität im hochenergetischen Peak (d.h. für den Bereich $\sqrt{s_{\gamma\gamma}} > 330\,\text{GeV}$) nur $\mathcal{L}_{peak} = \mathcal{L}_{\gamma\gamma}(y > 0.8 y_{max}) = 1.1 \cdot 10^{34} cm^{-2} s^{-1} = 100 fb^{-1}/10^7 s$ (Tabelle 3.1).
Die Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{\gamma\gamma}}$ des 2-Photon Systems hängt mit der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{ee}}$ im Laborsystem wie folgt zusammen:
Seien p_1, p_2 die Viererimpulse der einlaufenden (kollidierenden) Photonen im Schwerpunktsystem und p_{e1}, p_{e2} die Viererimpulse der Elektronen im Laborsystem. Bei einer Ausrichtung der z-Achse entlang der Strahlrichtung sind diese

e^+e^- Luminosität	$\mathcal{L}_{e^+e^-}$	$3.4 \cdot 10^{34} cm^{-2} s^{-1}$	$340 fb^{-1}/10^7 s$
totale $\gamma\gamma$ Luminosität	$\mathcal{L}_{\gamma\gamma}$	$10 \cdot 10^{34} cm^{-2} s^{-1}$	$1000 fb^{-1}/10^7 s$
$\gamma\gamma$ Luminosität im hochenergetischen Peak	$\mathcal{L}_{peak}$	$1.1 \cdot 10^{34} cm^{-2} s^{-1}$	$100 fb^{-1}/10^7 s$

Tabelle 3.1: Werte für Luminositäten im Überblick. Ein sogenanntes "Snowmass - Jahr" entspricht $10^7 s$.

gegeben durch (die Elektronenmasse kann vernachlässigt werden):

$$\begin{aligned} p_1 = (\omega_1, 0, 0, \omega_1), \quad p_2 = (\omega_2, 0, 0, -\omega_2) \\ p_{e1} = (E_0, 0, 0, E_0), \quad p_{e2} = (E_0, 0, 0, -E_0) \end{aligned} \tag{3.4}$$

Die Energie eines Photons ist über $\omega_i = y_i \cdot E_0$ mit der Elektronenergie verknüpft, wobei die Variable y_i entsprechend des Spektrums $P(y_i)$ variiert. Damit ergibt sich für die Summe der Viererimpulse:

$$p_0 = (p_1 + p_2) = (\omega_1 + \omega_2, 0, 0, \omega_1 - \omega_2) = ([y_1 + y_2]E_0, 0, 0, [y_1 - y_2]E_0) \tag{3.5}$$

Die Mandelstam-Variablen $s_{\gamma\gamma}$, s_{ee}, welche das Quadrat der Schwerpunktsenergie darstellen, sind

$$\begin{aligned} s_{ee} &= (p_{e1} + p_{e2})^2 = 4E_0^2 \\ s_{\gamma\gamma} &= (p_1 + p_2)^2 = (y_1 \cdot p_{e1} + y_2 \cdot p_{e2})^2 = 4y_1 y_2 E_0^2 = y_1 y_2 s_{ee} \end{aligned} \tag{3.6}$$

Im Experiment wird lediglich E_0 bekannt sein, wohingegen der relative Energieübertrag auf die Photonen y_1, y_2 für jedes Ereignis einer Photon-Photon Kollision verschieden ist. Allein die Energieverteilung ist mit dem Spektrum $P(y)$ bekannt. Damit ist klar, dass in der Analyse der Ereignisse weder von der Energieerhaltung noch von der Gesamtimpulserhaltung Gebrauch gemacht werden kann, da die 1. und 4. Komponente der Impulssumme p_0 unbekannt sind. Allerdings sind die xy-Komponenten von p_0 bekannt, was eine Impulsbilanz in xy- d.h. in transversaler Richtung erlaubt. Konkret bedeutet dies, dass die Summe der xy-Impulskomponenten aller auslaufenden Teilchen in einem Ereignis gleich Null sein muss. Der damit verbundene transversale Impuls p_T, welcher die gemessene Impulssumme aller Teilchen in der xy-Ebene bezeichnet, ist eine wichtige Observable in der Analyse (siehe Kap. 5).

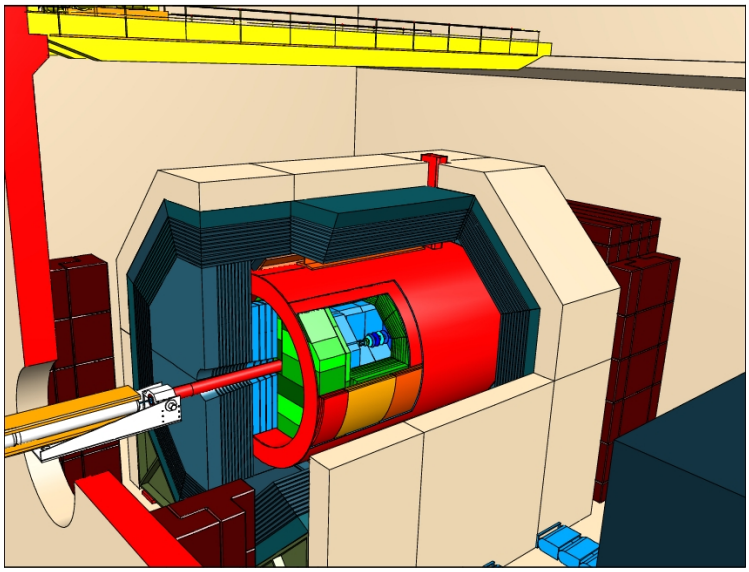

Abbildung 3.9: Der TESLA Detektor in der Experimentierhalle

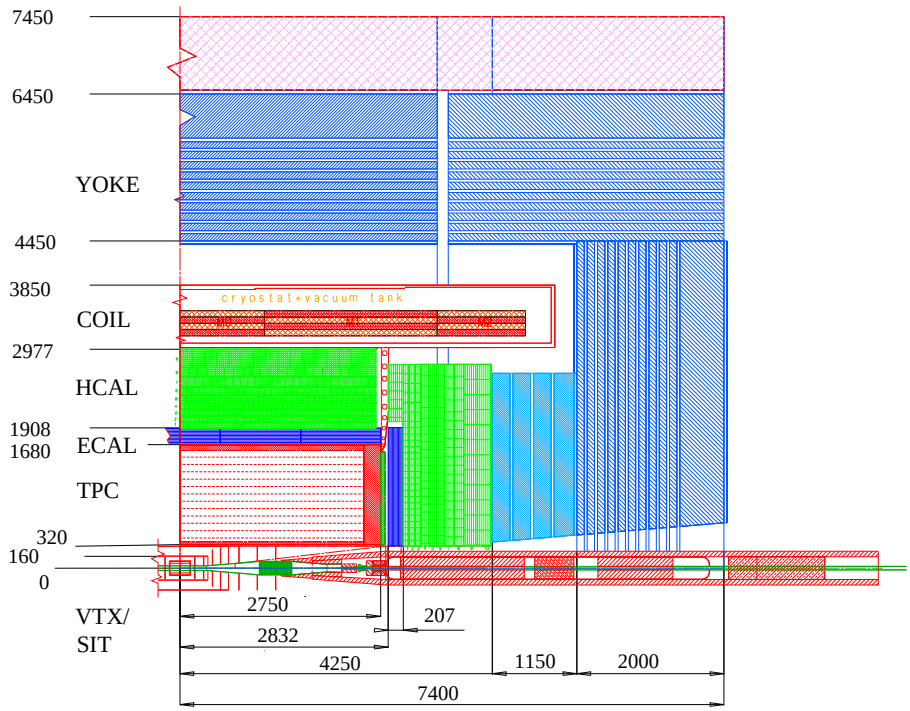

Abbildung 3.10: Querschnitt eines Quadranten des TESLA Detektors (Längenangaben in mm)

3.5 Der Detektor

Im TESLA Detektor werden die in den Kollisionen erzeugten Teilchen nachgewiesen [13]. Abbildung 3.9 zeigt den Detektor in der Experimentierhalle. Der Detektor ist zwiebelartig aufgebaut und deckt einen Raumwinkelbereich von fast 4π ab (Abbildung 3.10): In unmittelbarer Umgebung des Kollisionspunktes (Vertex) befindet sich ein Vertexdetektor (VTX), welcher zur Bestimmung der genauen Raumkoordinaten des Vertex einer Kollision dient. Geht man von innen nach außen, so schließt sich daran die "Time Projection Chamber" (TPC) an. Hier werden die Spuren der erzeugten Teilchen vermessen. In einem konstanten Magnetfeld von 4 Tesla werden an Hand der Krümmung der Bahnen die Impulse der Teilchen bestimmt. Im elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter (ECAL, HCAL) wird schließlich die Energie der Teilchen gemessen.
Für den Photon Collider wird der TESLA Detektor etwas modifizert [20, 23]. Es muss die Strahlführung für den Laser eingefügt werden. Wegen der hohen benötigten Laserleistung und der geringen Effizienz bei der Umwandlung in hochenergetische Photonen werden die Laserpulse in einem Ringresonator gespeichert (Abbildung 3.11). Der Resonator hat einen Umfang von rund $100m$,

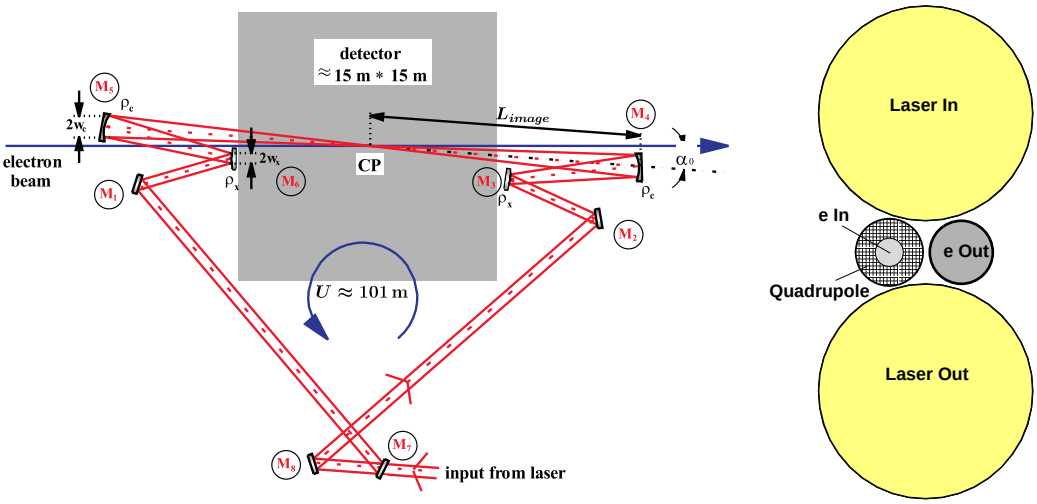

Abbildung 3.11: Links: Die Geometrie des Ringresonators in Bezug auf den Umwandlungspunkt (CP). Rechts: Anordnung von Laser- und e^--Strahlrohren im Abstand z=3.80 vom Vertex. Gezeigt ist ein Querschnitt in der xy-Ebene.

wodurch der umlaufende Laserpuls alle 337ns synchron mit den Elektronpaketen den Umwandlungspunkt passiert. Die bei der Umwandlung bzw. durch

Beugung oder Brechung verlorenen Photonen werden mit einem externen Laser resonant nachgeliefert.
Der $\gamma\gamma$-Detektor wird im Forwärtsbereich gegenüber dem e^+e^--Detektor modifiziert. Der Grund sind die zusätzlichen Strahlrohre für den Laser und der größere Untergrund, welcher aus der Wechselwirkung der Elektron- und Laserstrahlen resultiert. Abbildung 3.12 zeigt den Forwärtsbereich mit einer Maske zur Abschirmung rückgestreuter Teilchen. Oberhalb eines Polarwinkels von 7° ist der $\gamma\gamma$-Detektor mit dem e^+e^--Detektor identisch. Unterhalb von 7° können am Detektor des Photon Colliders jedoch keine Teilchen detektiert werden.

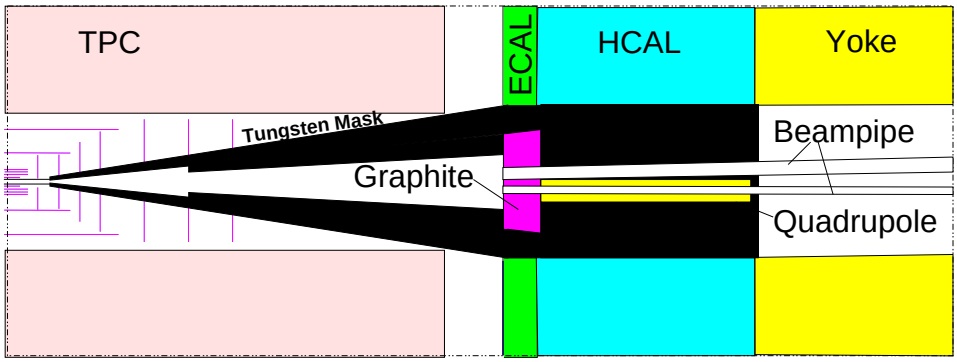

Abbildung 3.12: Der Forwärtsbereich des $\gamma\gamma$-Detektors.

Kapitel 4

Chargino Produktion

Die Paarproduktion von Charginos in Photon-Photon Kollisionen wird durch die Quantenelektrodynamik (QED) beschrieben. Abbildung 4.1 zeigt den Feynmangraphen für den Prozess $\gamma\gamma \to \tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$. Zwei einlaufende Photonen erzeugen ein auslaufendes Chargino/Anti-Chargino Paar. In niedrigster störungstheoretischer

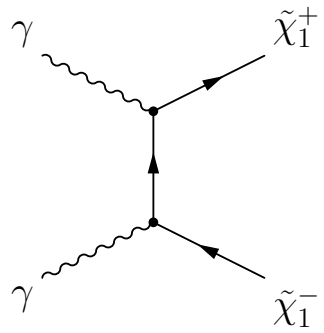

Abbildung 4.1: Feynmandiagramm für $\gamma\gamma \to \tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$

Ordnung ist dies das einzige Diagramm. Es beschreibt einen reinen QED-Prozess, d.h. es treten nur Kopplungen der Charginos an das Feld der Photonen auf, deren Stärke durch die Ladung der Charginos gegeben ist. Aus dem Feynmandiagramm lässt sich der Wirkungsquerschnitt für die $\tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$-Paarproduktion im Schwerpunktsystem ableiten [24]:

$$\begin{aligned}\sigma_{p,\alpha\beta} =& \frac{e^4}{16\pi E^6}\Big\{[m_{\tilde{\chi}}^2(2E^2 - m_{\tilde{\chi}}^2) + 2E^4(1-\alpha\beta)]\ln\frac{E+q}{m_{\tilde{\chi}}} \\ &+ Eq[2E^2 - m_{\tilde{\chi}}^2 - 3E^2(1-\alpha\beta)]\Big\}\end{aligned} \tag{4.1}$$

Hierbei sind E die Energie und α, β die Helizitäten der einlaufenden Photonen ($\alpha, \beta = +1$ für rechtshändig- bzw. $\alpha, \beta = -1$ für linkshändig zirkular polarisierte Photonen). Die Masse $m_{\tilde{\chi}}$ und der Impulsbetrag q der auslaufenden Charginos sind über die Einstein'sche Beziehung $E^2 = m_{\tilde{\chi}}^2 + q^2$ miteinander verknüpft. Desweiteren ist e die Elementarladung. Gleichung (4.1) zeigt, dass der Produktionswirkungsquerschnitt neben der Energie und der Polarisation der Photonen nur von der Ladung und der Masse der Charginos abhängt. In Abbildung 4.2 ist der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{p,\alpha\beta}$ als Funktion der Photonenergie E aufgetragen. Dabei bezeichnet J den Gesamtdrehimpuls des 2-Photon Systems. ($J = 2$ bzw. $J = 0$ entspricht paralleler bzw. antiparaller Ausrichtung der Photonenspins.) Auf Grund der Paritätserhaltung in der elektromagnetischen Wechselwirkung spielt nur das Produkt der Helizitäten $\alpha \cdot \beta = \pm 1$ eine Rolle. Für Energien kleiner als 350 GeV, insbesondere in der Nähe der Produktionsschwelle bei $E(\gamma) = m_{\tilde{\chi}} = 185\,\mathrm{GeV}$, ist der Wirkungsquerschnitt für die $J = 0$ Konfiguration größer, während sich dieses Verhalten für hohe Energien umgehrt. Das Maximum des Wirkungsquerschnitts liegt bei $E \approx 230$ GeV und nimmt einen Wert von $\sigma \approx 2.1$ pb an.

An einem Photon-Collider stehen nun jedoch keine monochromatischen Pho-

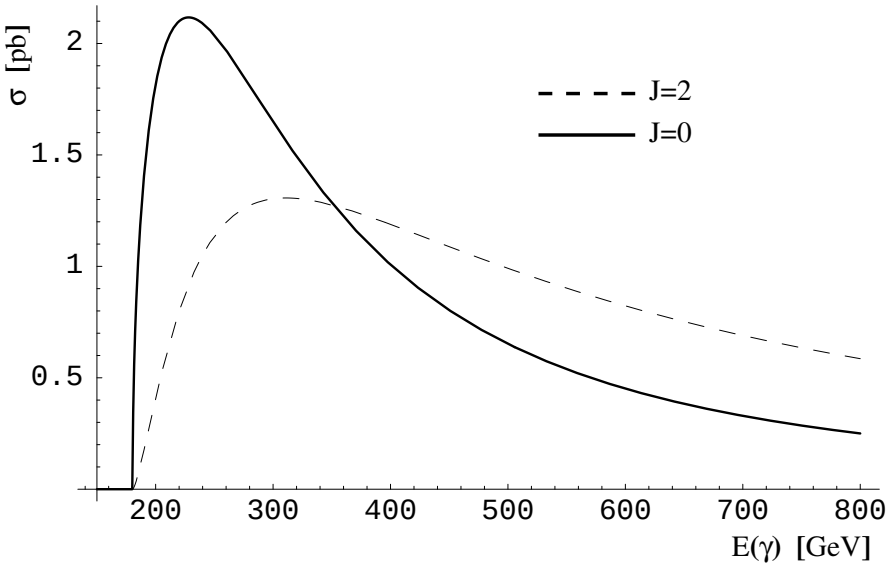

Abbildung 4.2: $\sigma_{p,\alpha\beta}$ in Abhängigkeit von E für J=0 ($\alpha = \beta = \pm 1$) und J=2 ($\alpha = -\beta = \pm 1$), $m_{\tilde{\chi}} = 185\,\mathrm{GeV}$.

tonenstrahlen mit fester Energie E zur Verfügung. Deshalb muss in der Berechnung des Produktionswirkungsquerschnitts der Einfluss des Luminositäts-

spektrums $d\mathcal{L}/d\sqrt{s_{\gamma\gamma}}$ und des Polarisationsspektrums $\lambda(y)$ der einlaufenden Photonen berücksichtigt werden. Dies geschieht durch eine Faltung des Wirkungsquerschnitts $\sigma_{p,\alpha\beta}$ aus Gleichung (4.1) mit den Spektren $d\mathcal{L}/d\sqrt{s_{\gamma\gamma}}$ und $\lambda(y)$ aus Abschnitt 3.4 [24, 25]:

$$\sigma_p(s_{\gamma\gamma}) = \frac{1}{4} \sum_{\alpha,\beta=\pm 1} [1 + \alpha\lambda(y_1)][1 + \beta\lambda(y_2)]\sigma_{p,\alpha\beta}(s_{\gamma\gamma}) \tag{4.2}$$

$$\sigma_p(s_{ee}) = \int d\mathcal{L}/d\sqrt{s_{\gamma\gamma}}\sigma_p(s_{\gamma\gamma} = y_1 y_2 s_{ee}) d\sqrt{s_{\gamma\gamma}} \tag{4.3}$$

Gleichung (4.2) beschreibt die Gewichtung des Wirkungsquerschnitts $\sigma_{p,\alpha\beta}$ mit den mittleren Helizitäten $\lambda(y_1)$ und $\lambda(y_2)$ der einlaufenden Photonen. Der resultierende Wirkungsquerschnitt $\sigma_p(s_{\gamma\gamma})$ wird mit dem Luminositätsspektrum $d\mathcal{L}/d\sqrt{s_{\gamma\gamma}}$ der Photonen gefaltet (4.3). Man erhält so einen effektiven Wirkungsquerschnitt $\sigma_p(s_{ee})$ für den Gesamtprozess $e^-e^- \to \gamma\gamma \to \tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$ im e^-e^- Schwerpunktsystem.

Abbildung 4.3 zeigt den effektive Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit der

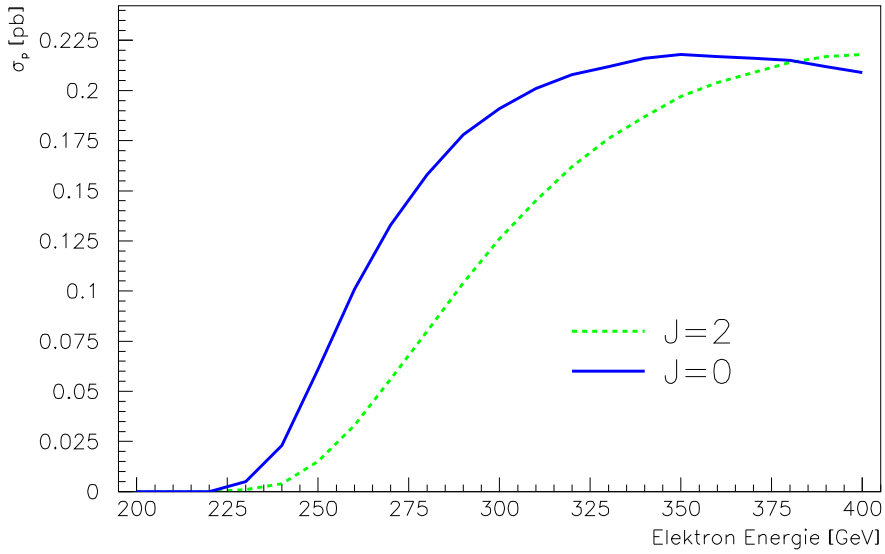

Abbildung 4.3: Effektiver Wirkungsquerschnitt σ_p als Funktion der Energie E_{e^-} der Elektronstrahlen für J=0 und J=2

Energie der Elektronen. Berechnet wurde er mit dem Programm *SHERPA* (s.

Abschn. 5.4.1). Die Bezeichnungen $J = 0$ und $J = 2$ beziehen sich wie in Abschnitt 3.3 auf die Polarisation der Photonen im hochenergetischen Peak des Energiespektrums. Die $J = 0$ Konfiguration liefert für Strahlenergien unterhalb von 380 GeV den größeren Wirkungsquerschnitt, daher wird im Folgenden stets von dieser Einstellung ausgegangen.
Der effektive Wirkungsquerschnitt ist generell deutlich kleiner als der Wirkungsquerschnitt für monochromatische Photonenstrahlen. Dies ist dadurch zu erklären, dass ein Großteil der Photonen im Energiespektrum $P(y)$ zu wenig Energie hat, um die Schwellenbedingung $s_{\gamma\gamma} = y_1 y_2 s_{ee} > (2m_{\tilde{\chi}})^2$ zu erfüllen. Da das Energiespektrum auf 1 normiert ist, wird der Wirkungsquerschnitt somit durch die Faltung verkleinert.
Multipliziert man nun den effektiven Wirkungsquerschnitt der Chargino-Produktion mit der integrierten Luminosität der Photonenstrahlen $\mathcal{L}_{int} = 1000 fb^{-1}$ erhält man die Zahl der produzierten Charginopaare in einem Jahr Laufzeit.

$$N = \mathcal{L}_{int} \times \sigma_{eff} \tag{4.4}$$

Tabelle 4.1 zeigt die entsprechenden Werte für die beiden in dieser Analyse untersuchten Konfigurationen $E_{e^-} = 250$ GeV bzw. $E_{e^-} = 300$ GeV und $J = 0$. Bei einer Energie der Elektronen von 300 GeV hat man hier also rund 3 mal mehr produzierte Charginopaare als bei 250 GeV.

$E_{e^-} = 250$ GeV	$\sigma_p = 64.7$ fb	≈ 64700 $\tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$-Paare / Jahr $(10^7 s)$
$E_{e^-} = 300$ GeV	$\sigma_p = 198.0$ fb	≈ 198000 $\tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$-Paare / Jahr $(10^7 s)$

Tabelle 4.1: Werte für den effektiven Wirkungsquerschnitt σ_p und die Anzahl der jährlich produzierten $\tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$-Paare

Kapitel 5

Die Analyse

Im Folgenden wird der in dieser Monte-Carlo Analyse untersuchte Prozess und dessen Untergründe vorgestellt. Es werden die verwendeten Programme und Werkzeuge sowie die Analyse selbst beschrieben. Ziel der Analyse ist es, eine Abschätzung dafür zu liefern, wie genau man das Verzweigungsverhältnis $BR(\tilde{\chi}_1^{\pm} \rightarrow W^{\pm}\tilde{\chi}_1^0)$ am Photon Collider messen kann. Dabei wird das Verzweigungsverhältnis nicht direkt gemessen, sondern die Anzahl aufgetretener Signalereignisse pro integrierter Luminosität bestimmt. Diese steht direkt mit dem Wirkungsquerschnitt für den Signal-Kanal und somit mit dem Verzweigungsverhältnis in Verbindung. Die Messung besteht also im Wesentlichen darin, die auftretenden Signalereignisse als solche zu identifizieren und zu zählen. Die Genauigkeit für die Bestimmung des Verzweigungsverhältnis ist dann durch den statistischen Fehler der Messung gegeben.
Der Ablauf der Monte Carlo Analyse gestaltet sich wie folgt: Zunächst werden Signal- und Untergrundereignisse mit einem geeigneten "Event-Generator" erzeugt. Ein "Event-Generator" ist ein Programm, welches ausgehend von einigen Eingabe-Parametern (z.B. die Strahlenergie) zunächst den Wirkungsquerschnitt eines vorgegebenen Prozesses berechnet. Anschließend wird eine frei wählbare Anzahl von Ereignissen zu diesem Prozess generiert. Die Informationen eines Ereignisses bestehen dabei aus den Vierimpulsen der ein- und auslaufenden Teilchen. Diese Daten werden dann in ein Detektor-Simulationsprogramm eingegeben. Dieses simuliert die Detektion und Identifikation der Teilchen im Detektor und verschmiert die Energien- und Impulse der Teilchen eines Ereignisses entsprechend der Detektoreffizienz und -auflösung. An Hand dieser modifizierten Ereignisdaten wird dann der Selektionsmechanismus zur Identifikation der Signalereignisse entwickelt und der zu erwartende statistische Fehler der Messung des Signalprozesses bestimmt.

5.1 Das Signal

In dieser Analyse wurde der Kanal $\gamma\gamma \to \tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^- \to W^+W^-\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0 \to q\bar{q}q\bar{q}\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$ untersucht (Abbildung 5.1): Ein Chargino-Antichargino Paar $\tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$ wird in Photon-Photon Kollision erzeugt, beide Charginos zerfallen dann in ein $W^\pm$ und ein Neutralino $\tilde{\chi}_1^0$. Das Verzweigungsverhältnis für diesen Zerfall ist durch die Supersymmetrie Parameter gegeben und beträgt $BR(\tilde{\chi}_1^\pm \to W^\pm\tilde{\chi}_1^0) = 26.2\%$ (Abschnitt 2.3). Die $W^\pm$ Bosonen zerfallen weiter, in diesem Falle in Quark-Antiquark Paare. Das Verzweigungsverhältnis hierfür beträgt $BR(W^\pm \to q\bar{q}) = 67.8\%$ [26]. Die Quarks hadronisieren in Form von Jets, das sind Schauer aus Hadronen und Photonen, welche letztendlich im Detektor nachgewiesen werden. Abbildung 5.2 zeigt ein typisches Signalereignis, wie es im Detektor rekonstruiert wird [27]. Bei der Berechnung wurden nur die leichten Quarks (u, d, s, c) berücksichtigt, und die Quarks der 3. Generation (t, b) vernachlässigt. Das top-Quark kann auf Grund der hohen Masse (≈ 175 GeV) nicht beim $W^\pm$ Zerfall produziert werden, selbiges gilt für das bottom-Quark, wobei hier die CKM-Mischung den unterdrückenden Faktor darstellt.

Als leichtestes supersymmetrisches Teilchen (LSP) ist das Neutralino stabil,

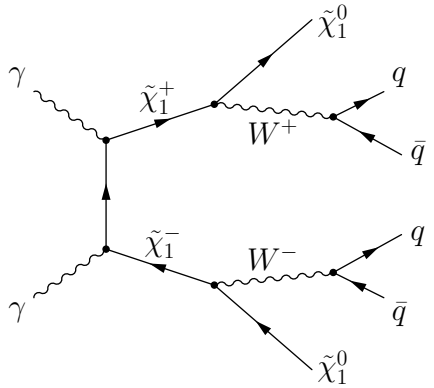

Abbildung 5.1: Feynmandiagramm für $\gamma\gamma \to \tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^- \to W^+W^-\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0 \to q\bar{q}q\bar{q}\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$

und kann genau wie ein Neutrino nicht im Detektor nachgewiesen werden. Allerdings trägt es auf Grund seiner großen Masse (95 GeV) einen beträchtlichen Teil der Gesamtenergie eines Ereignisses davon. Diese kann jedoch nicht direkt in Form von sog. fehlender Energie $\not{E}$ (Differenz von Schwerpunktsenergie und gemessener Gesamtenergie) nachgewiesen werden, da die Schwerpunktsenergie $s_{\gamma\gamma}$ in Photon Kollisionen nicht bekannt ist. Allerdings wird sich der

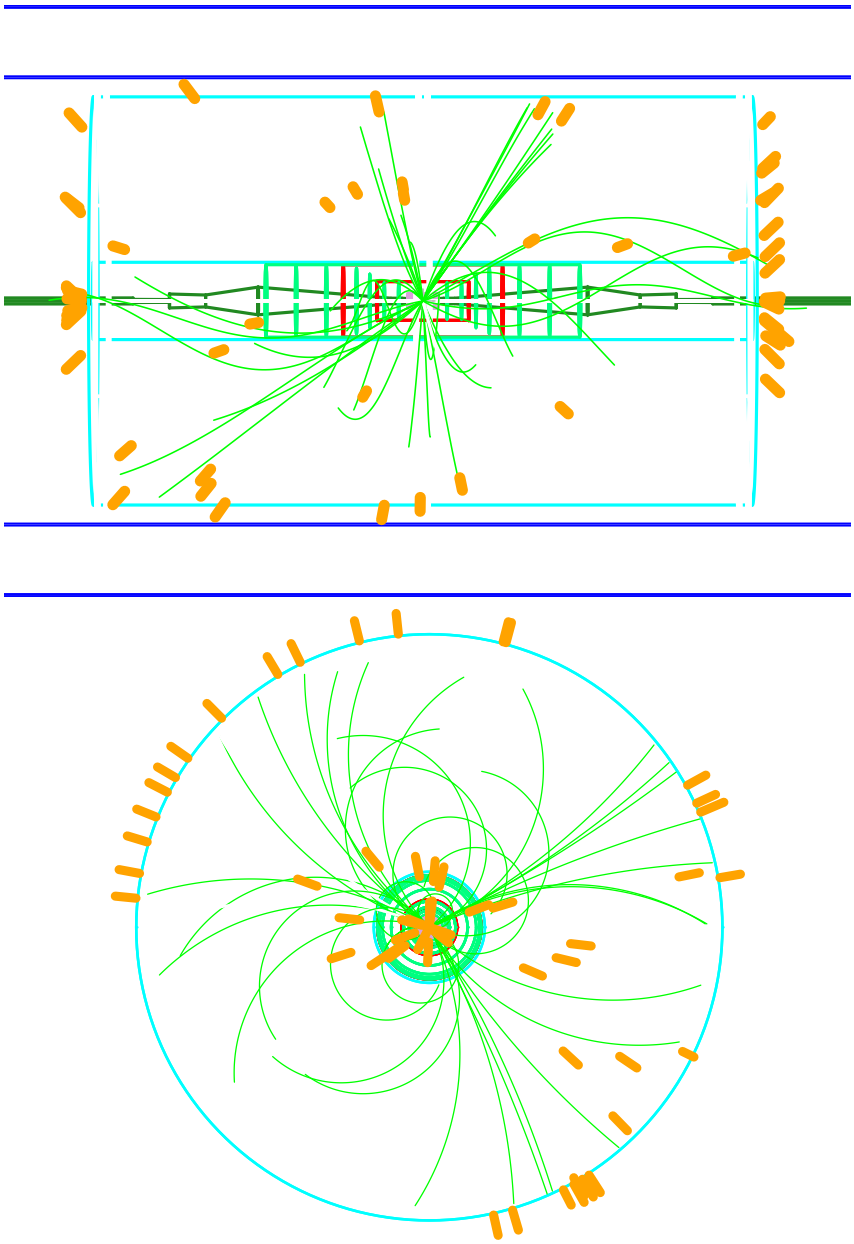

Abbildung 5.2: Ein Signalereignis im Detektor. Oben: Seitenansicht (r, z)-Ebene, unten: Frontansicht (r, ϕ)-Ebene. Dargestellt ist der Bereich der TPC. Die Krümmung der Teilchenspuren (grün) resultiert aus dem 4 Tesla Magnetfeld. Die dicken Streifen (orange) markieren Energiedepositionen in den Kalorimetern.

von den Neutralinos davon getragene Impuls in der transversalen Impulsbilanz niederschlagen. Die Neutralinos sorgen hierbei für sogenannten fehlenden Transversalimpuls $\not{p}_T$. Da die Summe über die Impulse aller auslaufenden Teilchen eines Ereignisses gleich Null ist, muss der fehlende Transversalimpuls gleich dem gemessenen Transversalimpuls sein: $p_T = \not{p}_T$.
Die Signatur der Signalereignisse ist demnach durch 4 detektierte Jets und fehlenden Transversalimpuls $\not{p}_T$ gegeben.
Der effektive Wirkungsquerschnitt σ_{sig} für diesen Kanal wurde mit *SHERPA* [28, 29] berechnet. Näherungsweise leitet sich dieser aus den Verzweigungsverhältnissen und dem effektiven Chargino-Produktionswirkungsquerschnitt σ_p ab:

$$\sigma_{sig} \approx \sigma_p \cdot BR(\tilde{\chi}_1^{\pm} \to W^{\pm}\tilde{\chi}_1^0)^2 \cdot BR(W^{\pm} \to q\bar{q})^2 \tag{5.1}$$

In dieser Näherung wird angenommen, dass die $W^{\pm}$ Bosonen on-shell, d.h. auf der Massenschale sind. *SHERPA* geht bei der Berechnung des Wirkungsquerschnittes vom vollen 6-Teilchen Endzustand aus, und berücksichtigt alle Diagramme, die zu dem Prozess $\gamma\gamma \to q\bar{q}q\bar{q}\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$ beitragen. Das Diagramm in Abbildung 5.1 liefert dabei den absolut dominierenden Beitrag. Des Weiteren sind die $W^{\pm}$ Bosonen virtuell, also off-shell und nicht auf der Massenschale.
Die berechneten Wirkungsquerschnitte sind $\sigma_{sig} = 2.62$ fb für $E_{e^-} = 250$ GeV

$\tilde{\chi}_1^{\pm}$ Masse	180.4 GeV
$\tilde{\chi}_1^0$ Masse	95.6 GeV
$W^{\pm}$ Masse (on-shell)	80.4 GeV
$BR(\tilde{\chi}_1^{\pm} \to W^{\pm}\tilde{\chi}_1^0)$	26.2%
$BR(W^{\pm} \to q\bar{q})$	67.8%
σ_{sig} (σ_p) für $E_{e^-} = 250$ GeV	2.62 fb (64.7 fb)
σ_{sig} (σ_p) für $E_{e^-} = 300$ GeV	7.98 fb (198.0 fb)
Anz. Ereignisse / Jahr (250 GeV)	2620
Anz. Ereignisse / Jahr (300 GeV)	7980

Tabelle 5.1: Zahlenwerte zum Signal-Kanal $\gamma\gamma \to q\bar{q}q\bar{q}\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$. 1 Jahr (d.h. 10^7s) entspricht $1000fb^{-1}$ integrierter Luminosität.

und $\sigma_{sig} = 7.98$ fb für $E_{e^-} = 300$ GeV. Dies entspricht rund 2620 (für 250 GeV) bzw. 7980 (für 300 GeV) Signalereignissen pro $1000fb^{-1}$ integrierter Luminosität (d.h. 1 Jahr). Tabelle 5.1 fasst die Zahlenwerte für den Signalkanal

noch einmal abschliessend zusammen.

5.2 Der Untergrund

Der Untergrund zum Signalkanal ist durch den Standardmodell Prozess $\gamma\gamma \rightarrow 4Jets$ gegeben. Die Jets kommen dabei von produzierten Quarks (bzw. Antiquarks) und Gluonen. Der fehlende Transversalimpuls $\not{p}_T$ kommt dadurch zustande, dass nicht alle Teilchen der Jets detektiert werden, bzw. ihr Impuls auf Grund der endlichen Detekorauflösung nicht exakt bestimmt werden kann. Dies betrifft vor allem den Vorwärtsbereich, welcher vom Detektor nicht abgedeckt wird.
Der Untergrund wurde wieder mit *SHERPA* berechnet, wobei automatisch al-

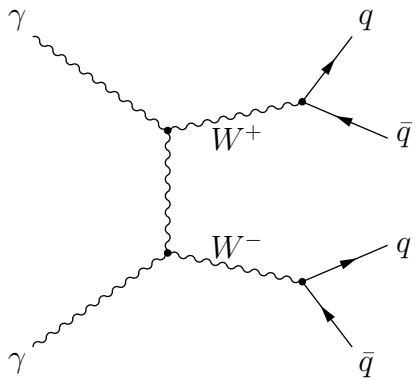

Abbildung 5.3: Feynmandiagramm für $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$

le Diagramme, die zum 4-Jet Endzustand führen, berücksichtigt werden. Das in Abbildung 5.3 gezeigte Diagramm liefert hierbei den dominanten Betrag ($\approx 70\%$ des Gesamtwirkungsquerschnitts): Zwei einlaufende Photonen erzeugen ein W^+W^- Paar, die W-Bosonen zerfallen weiter in Quarks, welche dann hadronisieren, genau so, wie es beim Signal-Kanal (Abb. 5.1) der Fall ist. Die weiteren Beiträge zum 4-Jet Untergrund stammen von Prozessen wie in Abbildung 5.4: Ein Quark - Antiquark Paar wird in Photon-Photon Kollision erzeugt, wobei dann ein Gluon oder Eichboson ($W^{\pm}$, Z^0) von einem Quark abstrahlt wird, welches ein weiteres Quark - Antiquark Paar erzeugt. (links, Mitte) Es können auch zwei Gluonen abgestrahlt werden, die dann ebenfalls in Form von Jets hadronisieren (Abb. 5.4 rechts).
Auch hier wurden bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte und der Simulation der Ereignisse wieder die Quarks der 3. Generation außer Acht gelassen.

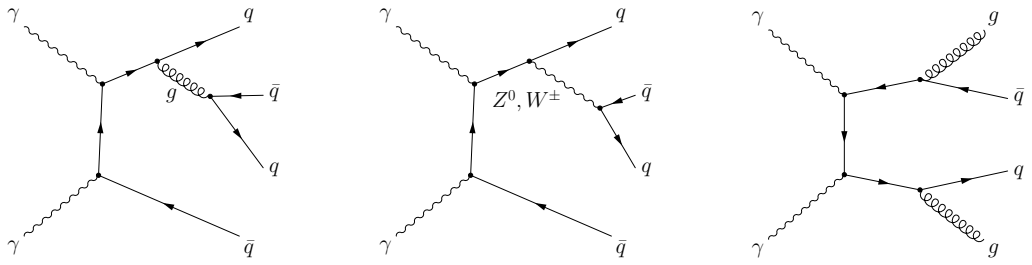

Abbildung 5.4: Weitere Diagramme, die zum Untergrund $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ beitragen: $q\bar{q}$ - Produktion mit Gluon Abstrahlung (links) und Z^0 bzw. $W^{\pm}$-Boson Abstrahlung (Mitte). Das Diagramm rechts trägt ebenfalls zum 4-Jet Untergrund bei.

Ihre Berücksichtigung ergäbe Korrekturen im Prozent- bis Promille-Bereich. In dieser Analyse werden jedoch nach der Selektion der Ereignisse (Abschnitt 5.6), fast ausschließlich 4 Jet Ereignisse aus der $W^{\pm}$ Paar Produktion (Abb. 5.3) verbleiben. Die Produktion der schweren Quarks ist in diesem Untergrundprozess ebenso wie im Signal-Prozess unterdrückt, was letztendlich die Vernachlässigung der top und bottom Quarks rechtfertigt.
Die berechneten Wirkungsquerschnitte für den Untergrund $\gamma\gamma \rightarrow 4Jets$ sind $\sigma_{sig} = 13.7$ pb für $E_{e^-} = 250\,\text{GeV}$ und $\sigma_{sig} = 13.4$ pb für $E_{e^-} = 300\,\text{GeV}$. Dies entspricht rund 13.7 Mio. bzw. 13.4 Mio. Untergrundereignissen pro $1000 fb^{-1}$ integrierter Luminosität (Tabelle 5.2). Das Verhältnis von Signal zu Untergrund beträgt demnach rund 1:5200 ($E_{e^-} = 250\,\text{GeV}$) bzw. 1:1600 ($E_{e^-} = 300\,\text{GeV}$).

σ_{bk} für $E_{e^-} = 250$ GeV	13.7 pb
σ_{bk} für $E_{e^-} = 300$ GeV	13.4 pb
Anz. Ereignisse / Jahr (250 GeV)	13.7 Mio.
Anz. Ereignisse / Jahr (300 GeV)	13.4 Mio.

Tabelle 5.2: Zahlenwerte zum Untegrund $\gamma\gamma \rightarrow 4Jets$. 1 Jahr (d.h. 10^7s) entspricht $1000 fb^{-1}$ integrierter Luminosität.

5.3 Überlagerte Ereignisse

Eine andere Form von Untergrund sind überlagerte Ereignisse ("pile-up") niederenergetischer Hadronen, welche über den Prozess $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$ erzeugt werden. Hierbei spielen neben den Compton-Photonen auch reelle und virtuelle Photonen der Beamstrahlung eine Rolle (Abbildung 5.5).

Die Beamstrahlung ensteht bei der Durchdringung der Elektronpakete am

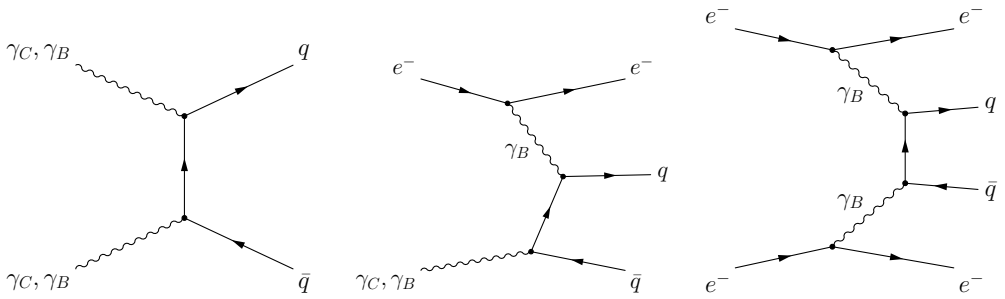

Abbildung 5.5: Diagramme zum Prozess $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$. Sowohl Photonen der Beamstrahlung γ_B als auch Photonen aus der Comptonstreuung γ_C sind am Prozess beteiligt.

Wechselwirkungspunkt: Die Elektronen eines Paketes werden im elektromagnetischen Feld des entgegenkommenden Elektronpaketes abgelenkt. Durch die Beschleunigung wird Bremsstrahlung erzeugt. Die Photonen dieser Bremsstrahlung können überdies im Feld der Elektronen e^+e^--Paare erzeugen. Die Gesamtheit der Photonen und der erzeugten e^+e^--Paare bezeichnet man als Beamstrahlung.

Der Wirkungsquerschnitt für den Prozess $\gamma\gamma \rightarrow$ Hadronen beträgt $400 - 600nb$ und ist relativ unabhängig von der Schwerpunktsenergie. Zusammen mit der hohen $\gamma\gamma$ Luminosität bei kleinen Schwerpunktsenergien ergibt dies eine Rate von durchschnittlich 1.8 $\gamma\gamma \rightarrow$ Hadronen Ereignissen pro Kollision ("bunch-crossing") [25, 20]. Dies bedeutet, dass jedes Signal- oder Untergrundereignis (Abschnitte 5.1, 5.2) von 1-2 Ereignissen der Produktion niederenergetischer Hadronen überlagert wird. Dies muss in der Simulation und der Analyse der physikalisch interessanten Ereignisse berücksichtigt werden.

5.4 Die Werkzeuge der Analyse

5.4.1 SHERPA

SHERPA ("Simulation for High-Energy Reactions of PArticles") ist ein universeller Event-Generator für eine Vielzahl von Prozessen in der Hochenergiephysik [28, 29]. Kernstück von *SHERPA* ist der Matrixelement-Generator *AMEGIC* [30]. Auf ihm aufbauend wurden nach und nach alle Interface- und Service-Module programmiert, die einen universell einsetzbaren Event-Generator auszeichnen. *SHERPA* ist in der objekt-orientierten Programmiersprache C++ geschrieben. Es bietet die Möglichkeit der Simulation von Prozessen in Proton-Proton- (pp), Elektron-Positron- (e^+e^-), Photon-Photon- ($\gamma\gamma$) sowie $e\gamma$- und ep-Kollisionen mit bis zu 6 Teilchen im Endzustand.
In der Anwendung agiert *SHERPA* als black-box. Man spezifiziert gewisse, erforderliche Eingabeparameter wie z.B. die Strahlenergie oder den zu untersuchenden Prozess (z.B. $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$) woraufhin *SHERPA* selbstständig die dazugehörigen Matrixelemente generiert und den Wirkungsquerschnitt berechnet. Anschließend können beliebig viele Ereignisse des Prozesses simuliert werden, deren Daten (Energien und Impulse der Teilchen) dann in einem universellem Format gespeichert werden. Die mit dem Event-Generator erzeugten Ereignisdaten werden im Allgemeinen unter der Bezeichnung "Generator-Level" geführt.
SHERPA verwendet intern das Programm *ISAJET* [6] zur Generierung des

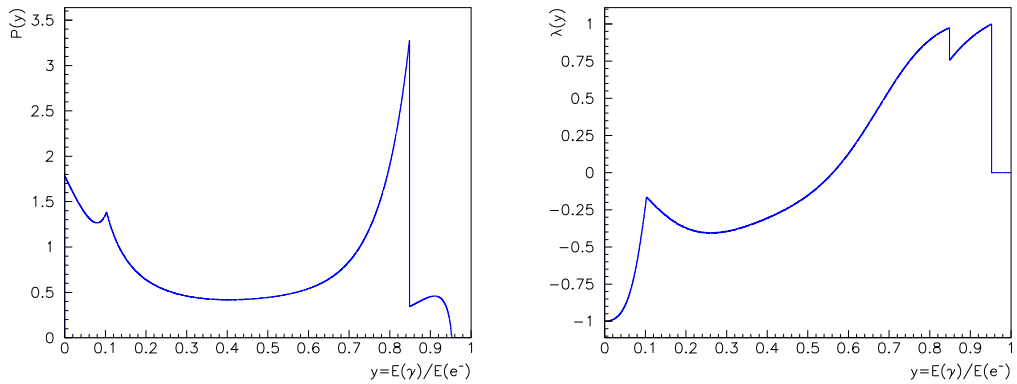

Abbildung 5.6: Das Energiespektrum $P(y)$ (links) und die Polarisation $\lambda(y)$ (rechts) der Photonen in der *CompAZ* - Parametrisierung

mSUGRA-Teilchenspektrums und zur Berechnung der Eigenschaften der su-

persymmetrischen Teilchen. Die mSUGRA-Parameter m_0, $m_{1/2}$, A_0, sign μ, $\tan\beta$ (s. Kap. 2.3) sind daher Eingabeparameter in *SHERPA*. Für die Berücksichtigung des Photonspektrums in $\gamma\gamma$-Kollisionen (s. Kap. 3.4) benutzt *SHERPA* die *CompAZ* - Parametrisierung [31]. Abbildung 5.6 zeigt das Energiespektrum und das Polarisationsspektrum der Photonen in dieser Parametrisierung. *CompAZ* basiert auf den Monte-Carlo Simulationen von V. Telnov [21, 22] und stellt eine hinreichend gute Näherung für die in dieser Analyse betrachteten Prozesse dar.

5.4.2 SIMDET

Nach der Simulation von Ereignissen mit *SHERPA* werden deren Daten in ein Detektorsimulationsprogramm eingegeben. In dieser Analyse wurde dazu das Programm *SIMDET* verwendet [32, 33]. Es ist eine in Fortran programmierte Parametrisierung einer vollen Simulation [34, 35] des TESLA-Detektors, in welcher die Wirkungsweise von TPC, Kalorimetern und anderen Detektorkomponenten im Detail simuliert wird. Die Parametrisierung erlaubt dabei eine sehr hohe Verarbeitungsgeschwindigkeit der Ereignisdaten. In *SIMDET* wird des Weiteren auch die Überlagerung mit pile-up Ereignisse aus Kap. 5.3 vorgenommen. Die pile-up Ereignisse wurden dafür im Vorfeld mit *PYTHIA* [36] generiert und in einer Datenbank abgespeichert [25]. Die mit der Detektorsimulation bearbeiteten Ereignisdaten, welche das begrenzte Auflösungsvermögens des Detektors berücksichtigen, werden als Daten auf "Detektor-Level" bezeichnet.

5.5 Die Ereignisanalyse

Nachdem Signal- und Untergrundereignisse generiert und deren Detektorsignale simuliert wurden, werden diese anschließend so analysiert, als wären es echte Daten. Dabei wurde die Analyse für die beiden Strahlenergien $E_{e^-} = 250$ GeV und $E_{e^-} = 300$ GeV durchgeführt.

5.5.1 Unterdrückung der überlagerten Ereignisse

Der erste Schritt der Ereignisanalyse besteht darin, den Untergrund der überlagerten Ereignisse niederenergetischer Hadronen zu reduzieren.

Auf Grund des t-Kanal Erzeugungsmechanismus (s. Abb. 5.5) sind die niederenergetischen Hadronen bei kleinen Polarwinkeln in Bezug auf die Strahlachse konzentriert. Abbildung 5.7 zeigt die Verteilung vom Kosinus des Polarwinkels der Teilchenspuren vom Signal und den überlagerten Hadronen. Ein Großteil dieses Untergrundes kann also bereits dadurch unterdrückt werden, in dem nur Teilchen, deren Polarwinkel größer als ein Wert θ_{min} ist, für die weitere Analyse benutzt werden. Hier wurde ein Wert von $\theta_{min} = 18°$ (d.h. $|\cos\theta| < 0.95$) verwendet.

Eine weitere Möglichkeit bietet der Stoßparameter der Teilchen [20, 37]: Die

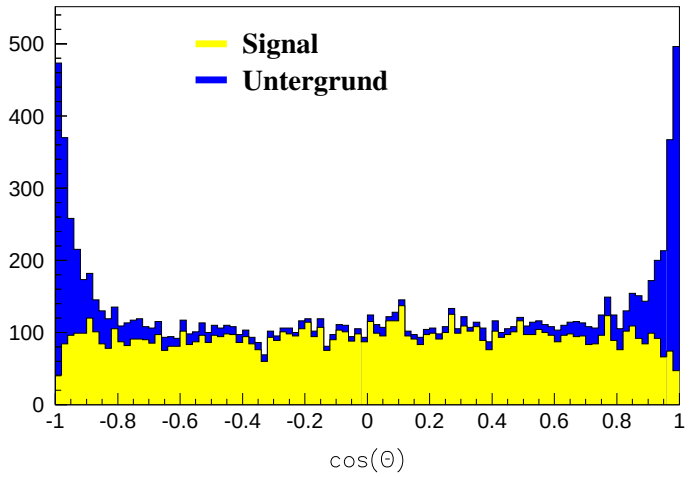

Abbildung 5.7: Die Polarwinkelverteilung der Teilchenspuren für Signalereignisse und für überlagerte Untergrundereignisse.

Ausdehnung des Wechselwirkungsgebietes (beamspot) entlang der Strahlachse beträgt bei TESLA rund 200μm, was deutlich über der Stoßparameter-Auflösung des Microvertexdetektors ($\approx 5\mu$m) liegt.
Der Stoßparameter ist der Abstand einer rekonstruierten Teilchenspur vom Kollisionspunkt (Vertex), wobei hier nur dessen Projektion auf die z-Achse betrachtet wird. Die Vertexkoordinaten selbst werden zunächst durch eine Mittelung der Abstände aller Teilchenspuren vom Koordinatenursprung gewonnen. Die Messung des Stoßparameters kann nun ebenfalls zur Trennung der Teilchenspuren von Signal und überlagerten Untergrund verwendet werden. Abbildung 5.8 verdeutlicht dies: Aufgetragen ist der Stoßparameter b_z entlang der z-Achse dividiert durch dessen Messfehler σ_{b_z} für Teilchenspuren des Signals und der überlagerten Ereignisse. Die Verteilung für das Signal entspricht

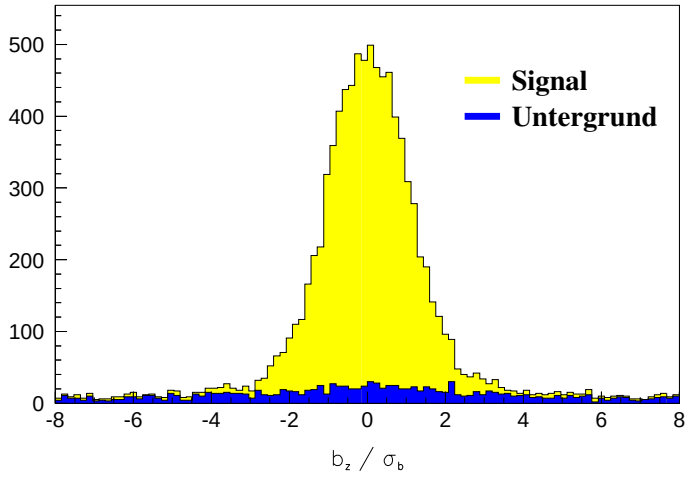

Abbildung 5.8: Der Stoßparameter b_z entlang der z-Achse dividiert durch dessen Messungenauigkeit σ_{b_z} für Signalereignisse und für überlagerte Untergrundereignisse.

der Messgenauigkeit des Microvertexdetektors (Breite = 1 σ). Für die weitere Analyse wurden nur Teilchen verwendet, für deren Stoßparameter $|b_z| < 3 \cdot \sigma_{b_z}$ gilt, die also im Bereich von -3 bis +3 in Abbildung 5.8 liegen. Diese Selektion ist jedoch (wegen eines Programmfehlers) nur in der Analyse mit der Strahlenergie von $E_{e^-} = 300\,\text{GeV}$ verwendet worden.
Mit Hilfe dieser beiden Methoden konnte der Einfluß der überlagerten Ereignisse letztendlich fast vollständig ausgeschaltet werden.

5.5.2 Jet - Rekonstruktion

Da die Signatur des Signals durch 4 detektierte Jets gegeben ist, besteht der nächste Schritt in einer Rekonstruktion der Jets. Ausgehend von den mit *SIMDET* [32, 33] simulierten, rekonstruierten Impuls- und Energieinformationen aller Teilchen wird ein sogenannter Cluster-Algorithmus zur Rekonstruktion der Jets verwendet. In diesem Falle wurde der Standard Clusteralgorithmus von *PYTHIA* benutzt [36]. Der Algorithmus arbeitet im Wesentlichen nach folgendem Prinzip:
Zunächst wird jedes detektierte Teilchen als ein Cluster deklariert. Danach werden iterativ jeweils die zwei Cluster i und j mit dem kleinsten Abstand d_{ij} im Phasenraum zu einem neuen Cluster zusammengefasst, d.h. ihre Viererim-

pulse werden addiert. Der Abstand d_{ij} ist hierbei wie folgt definiert

$$d_{ij}^2 = \frac{1}{2}(|\mathbf{p}_i|\,|\mathbf{p}_j| - \mathbf{p}_i \cdot \mathbf{p}_j)\frac{4\,|\mathbf{p}_i|\,|\mathbf{p}_j|}{(|\mathbf{p}_i| + |\mathbf{p}_j|)^2} \tag{5.2}$$

$\mathbf{p}_i, \mathbf{p}_j$ sind die Impulsvektoren der Cluster. Für kleine Winkel zwischen den Impulsvektoren vereinfacht sich diese Formel zu

$$d_{ij} \approx \frac{|\mathbf{p}_i \times \mathbf{p}_j|}{|\mathbf{p}_i + \mathbf{p}_j|} \tag{5.3}$$

Physikalisch lässt sich d_{ij} als der transversale Impuls der beiden Cluster in Bezug auf die Richtung der Impulssumme beider Cluster interpretieren. Diese Prozedur des Zusammenfassens von Clustern wird nun solange wiederholt, bis schließlich alle Cluster einen Abstand $d_{ij} > d_{join}$ von einander haben, oder aber die Anzahl der Cluster gleich einer minimalen Anzahl N_{min} ist.
In dieser Analyse wurden Werte von $d_{join} = 6.3\,\text{GeV}$ und $N_{min} = 4$ gewählt. Der Wert für N_{min} ergibt sich aus der Ereignis-Signatur von 4 Jets, der für d_{join} wurde aus Vergleichen einiger Spektren auf Generator-Level mit den entsprechenden Spektren auf Detektor-Level gewonnen.

5.5.3 Rekonstruktion der W Bosonen

Nach der Durchführung des Clusteralgorithmus sind alle detektierten Teilchen zu 4 oder mehr Clustern bzw. Jets zusammengefasst worden. Diese werden nun nach ihrem Transversalimpuls $p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$ sortiert. Die 4 Jets mit dem höchsten p_T werden zur Rekonstruktion der W-Bosonen weiterverarbeitet. Von den übrigen Jets mit niedrigem p_T wird angenommen, dass sie im Wesentlichen Teilchen aus den überlagerten Ereignissen niederenergetischer Hadronen enthalten. Sie werden in der W-Rekonstruktion ignoriert.
Bei der Rekonstruktion der W-Bosonen werden die Viererimpulse der 4 Jets paarweise addiert und bezüglich ihrer invarianten Masse verglichen.

$$m_{ij}^2 = (p_i + p_j)^2 = (E_i + E_j)^2 - (\mathbf{p}_i + \mathbf{p}_j)^2 \tag{5.4}$$

Jede Kombination umfasst zwei Viererimpulse für rekonstruierte W-Bosonen. Die Paarung ist hierbei so angelegt, dass das erste W-Boson stets den Jet mit dem größten p_T enthält. Es wird nun die Kombination gewählt, bei der die rekonstruierten invarianten W-Massen die geringste Abweichung von der on-shell W-Masse $m_W = 80.4\,\text{GeV}$ [26] haben, wobei die Abweichungen quadratisch addiert werden:

$$[m(W_1) - m_W]^2 + [m(W_2) - m_W]^2 \rightarrow \text{min!} \tag{5.5}$$

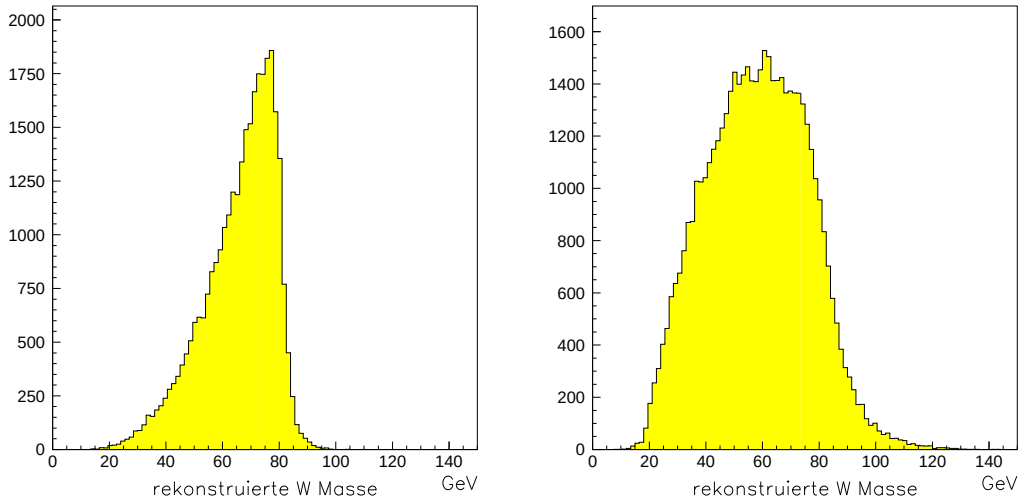

Abbildung 5.9: Vergleich der rekonstruierten W-Masse. Links auf Generator-Level, rechts auf Detektor-Level.

Zur Illustration ist in Abbildung 5.9 ein Vergleich der rekonstruierten invarianten Masse eines W-Bosons auf Generator- und Detektor-Level dargestellt. Die Verbreiterung des Peaks rechts ist auf die begrenzte Detektorauflösung und -effizienz zurückzuführen. Die scharfe Kante (links) bei 85 GeV hat einen kinematischen Grund: Die Differenz von Chargino- und Neutralinomasse $m(\tilde{\chi}_1^{\pm}) - m(\tilde{\chi}_1^0) \approx 85\,\text{GeV}$ beschränkt die Energie des $W^{\pm}$ und damit auch dessen invariante Masse.

5.6 Selektion von Ereignissen

Bei der Selektion geht es darum, Signalereignisse von Untergrundereignissen zu unterscheiden, genau so wie es später am realen Experiment geschehen muss. Dafür werden zu jedem Ereignis eine Reihe Observabler analysiert. Das bedeutet, ein Ereignis wird dann als Signalereignis identifiziert, wenn die Observablen bestimmte Selektions- bzw. Schnittkriterien erfüllen, andernfalls wird es als Untergrundereignis deklariert. Insgesamt geht es darum, das Verhältnis von Signal zu Untergrund mit Hilfe des Selektionsverfahrens zu vergrößern, um am Ende einen möglichst kleinen statistischen Fehler für die Messung der Zahl der Signalereignisse zu haben.

5.6.1 Effizienz und Reinheit

Zunächst seien an dieser Stelle noch die wichtigen Begriffe der Effizienz (efficiency) und Reinheit (purity) vorgestellt.
Wie bereits erwähnt, handelt es sich bei einer Analyse wie dieser um ein Zählexperiment. Es wird also die Anzahl der Signalereignisse gezählt, die innerhalb eines bestimmten Zeitraumes (z.B. 1 Jahr), oder genauer gesagt pro Einheit integrierter Luminosität (z.B. $1000 fb^{-1}$) im Experiment auftreten. Ob dabei ein Ereignis als Signal eingestuft wird oder nicht, hängt davon ab, ob die zum Ereignis gehörenden Observablen die Selektionskriterien erfüllen. Hierbei kann es passieren, dass ein als Signal identifiziertes Ereignis in Wirklichkeit ein Untergrundereignis ist, oder umgekehrt, dass ein Untergrundereignis fälschlicherweise als Signalereignis angesehen wird. Der optimale Selektionsmechanismus identifiziert möglichst viele der Signalereignisse (hohe Effizienz) und zählt dabei möglichst wenige Untergrundereignisse mit (hohe Reinheit).
In einer Monte Carlo Analyse ist von vornherein bekannt, ob ein Ereignis zum Signal oder zum Untergrund gehört. Damit ist es möglich, die Effektivität des Selektionsmechanismus zu bestimmen. Die Effizienz ist nun definiert als das Verhältnis der Zahl richtig identifizierter Signalereignisse N_S, zur Gesamtzahl N aller (einschließlich der nicht korrekt identifizierten) Signalereignisse:

$$\varepsilon = \frac{\text{Zahl selektierten Signalereignisse}}{\text{Gesamtanzahl der Signalereignisse}} = \frac{N_S}{N} \tag{5.6}$$

Die Reinheit ist das Verhältnis von gezählten Signalereignissen N_S zur Anzahl aller Ereignisse, die als Signal angesehen werden, einschließlich der fälschlich als Signal interpretierten Untergrundereignisse N_B.

$$p = \frac{\text{Zahl selektierten Signalereignisse}}{\text{Anzahl selektierten Ereignisse insgesamt}} = \frac{N_S}{N_S + N_B} \tag{5.7}$$

Die entscheidende Grösse hierbei ist die Anzahl tatsächlich aufgetretener Signalereignisse N. Sie ist proportional zum Wirkungsquerschnitt des Signalprozesses ($N = \sigma \times$ Luminosität) und es gilt, N möglichst genau zu bestimmen. Der statistische Fehler für N ist (für $N \gg 1$) gegeben durch

$$\frac{\Delta N}{N} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon \cdot p \cdot N}} \tag{5.8}$$

Offensichtlich sind Effizienz ε und Reinheit p für einen möglichst kleinen statistischen Fehler gleichermaßen wichtig. Daher wird das Selektionsverfahren stets an Hand des Produktes $\varepsilon \cdot p$ optimiert.

Im Experiment wird später nur die Größe $N_B + N_S$ gemessen werden. Zur Bestimmung von N werden dann die Größen ε und N_B aus Monte Carlo Simulationen benötigt.

5.6.2 Beschreibung der Observablen ($E_{e^-} = 250\,\mathrm{GeV}$)

Im Folgenden werden am Beispiel der Analyse für $E_{e^-} = 250\,\mathrm{GeV}$ die bei der Selektion verwendeten Observablen beschrieben.

Fehlender Transversalimpuls $\not{p}_T$

Der fehlende Transversalimpuls $\not{p}_T$ ist ein Maß dafür, wieviel Impuls von nicht-detektierbaren Teilchen (in diesem Falle Neutralinos) davongetragen wird. Sind p_i die Viererimpulse aller detektierten Teilchen im Laborsystem, so ist der fehlende Transversalimpuls gegeben durch

$$\not{p}_T = \sqrt{\not{p}_x^2 + \not{p}_y^2} \quad , \qquad \not{p} = p_0 - \sum_i p_i = p_0 - p \tag{5.9}$$

Die Summe der Viererimpulse p_0 ist in Gleichung 3.5 gegeben, $\not{p}$ ist der fehlende Viererimpuls und p die Summe aller gemessenen Viererimpulse. Da die xy-Komponenten von p_0 gleich Null sind, ist der fehlende Transversalimpuls gleich dem gemessenen Transversalimpuls.

$$\not{p}_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} = p_T \quad , \qquad p = \sum_i p_i \tag{5.10}$$

Abbildung 5.10 vergleicht die $\not{p}_T$ Spektren von Signal und Untergrund. Gezeigt sind Histogramme von simulierten Ereignissen. Die Zahlen auf der Ordinatenachse geben die Anzahl Ereignisse pro Histogramm-"bin" an und hängen davon ab, wieviele Ereignisse für die Analyse simuliert wurden. Für einen Vergleich der absoluten Anzahlen von Signal- und Untergrundereignissen wird später entsprechend der Wirkungsquerschnitte (Abschnitte 5.1, 5.2) skaliert. Es ist also hier und im Weiteren nur die Form der Spektren relevant. Der dunkel (grün) markierte $\not{p}_T$ Bereich spiegelt die Selektion wider und enthält die Ereignisse, welche nach Anwendung des $\not{p}_T$ Schnittes akzeptiert bzw. gezählt werden. Hier wurde ein Schnitt von $\not{p}_T > 26\,\mathrm{GeV}$ angewandt.
Es ist gut zu erkennen, dass Signalereignisse im Mittel einen größeren fehlenden Transversalimpuls aufweisen, was auf die nicht detektierbaren Neutralinos zurückzuführen ist. Jedoch haben auch die Untergrundereignisse einen nicht verschwindenden $\not{p}_T$, obwohl ihre Signatur keine unsichtbaren Teilchen enthält.

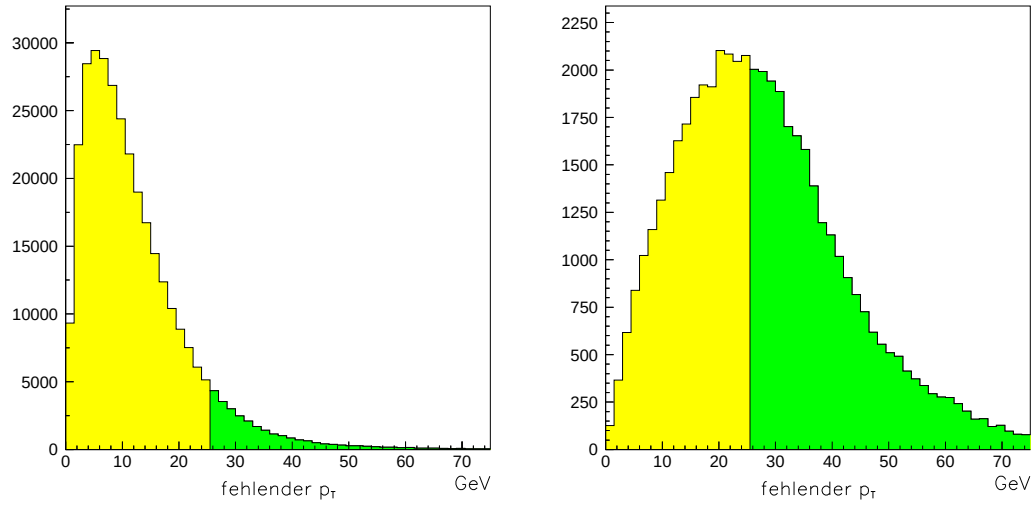

Abbildung 5.10: Das $\not{p}_T$ Spektrum für Untergrund (links) und Signal (rechts) für $E_{e^-} = 250\,\text{GeV}$.

Der Grund liegt hier in der begrenzten Detektorauflösung und vor allem darin, dass Teilchen mit Polarwinkeln unterhalb von 7° nicht detektiert werden können (s. Abschnitt 3.5).

Akoplanarität und Akolinearität

Wie $\not{p}_T$, so liefern auch die Spektren der Akoplanarität und der Akolinearität Signaturen für nicht detektierbare Teilchen.
Die Akolinearität ist durch den Winkel δ zwischen den Richtungen der beiden W-Bosonen definiert (Abb. 5.11).

$$\text{Akolinearität} = \pi - \delta \quad , \qquad \cos\delta = \frac{\mathbf{p}_1 \cdot \mathbf{p}_2}{|\mathbf{p}_1|\,|\mathbf{p}_2|} \tag{5.11}$$

$\mathbf{p}_1$, $\mathbf{p}_2$ sind die Impulsvektoren der beiden rekonstruierten W-Bosonen. Eine Akolinearität von Null bedeutet also, dass die W-Bosonen genau entgegengesetzte Flugrichtungen haben.
Die Akoplanarität ist gleichermaßen definiert, jedoch wird hier der Winkel δ_{xy} zwischen den Flugrichtungen der beiden W-Bosonen in der xy-Ebene betrachtet (Abb. 5.11).

$$\text{Akoplanarität} = \pi - \delta_{xy} \quad , \qquad \cos\delta_{xy} = \frac{\mathbf{p}_{T1} \cdot \mathbf{p}_{T2}}{|\mathbf{p}_{T1}|\,|\mathbf{p}_{T2}|} \quad , \tag{5.12}$$

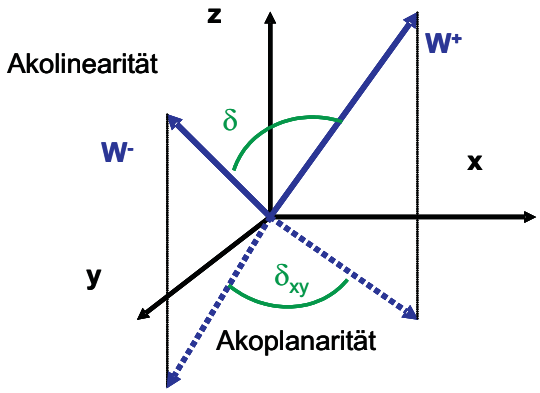

Abbildung 5.11: Definition von Akoplanarität und Akolinearität

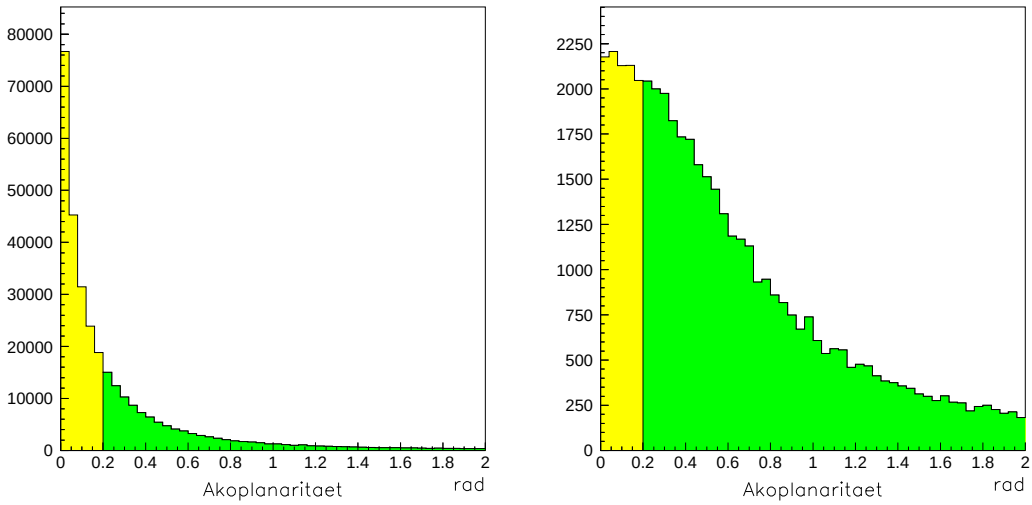

Abbildung 5.12: Das Spektrum der Akoplanarität für Untergrund (links) und Signal (rechts). ($E_{e^-} = 250\,\mathrm{GeV}$)

wobei $\mathbf{p}_{T1}$, $\mathbf{p}_{T2}$ nur die xy-Komponenten der W-Impulse sind. Eine Akoplanarität von Null bedeutet demnach, dass die Flugrichtungen der W-Bosonen in der Projektion auf die xy-Ebene entgegesetzt verlaufen.

Abbildung 5.12 zeigt die Akoplanarität für den Untergrund und das Signal. Der dunkel (grün) markierte Bereich gibt die Ereignisse an, welche das Selektionskriterium erfüllen. In diesem Falle diejenigen, deren Akoplanarität größer als 0.22 rad ist.

W - Energien und Gesamtenergie

Eine weitere Observable ist die Energie der rekonstruierten W-Bosonen $E_{1,2}$ und die gemessene Gesamtenergie E_{ges} aller detektierter Teilchen. Abbildung

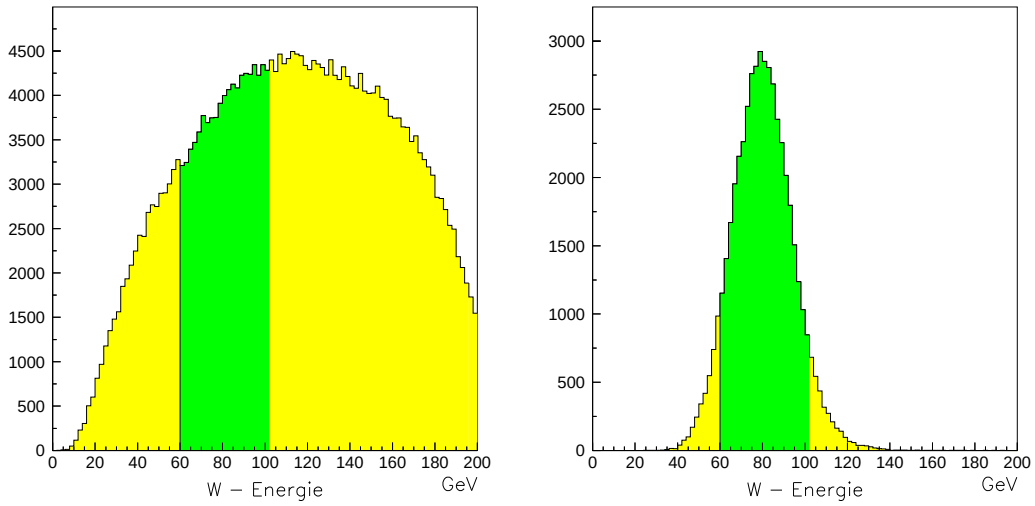

Abbildung 5.13: Spektrum der W-Energie: links für Untergrund, rechts für Signal. Das Selektionkriterium ist $60\,\text{GeV} < E_1 < 100\,\text{GeV}$. ($E_{e^-} = 250\,\text{GeV}$)

5.13 zeigt das Energiespektrum des W-Bosons, welches in der Rekonstruktion jeweils den Jet mit dem größten p_T enthält. Die schmale Form des Spektrums beim Signal ist dadurch zu erklären, dass das Chargino sehr nahe an der Schwelle produziert wird (s. Abb. 4.3). Daher kann es nur einen kleinen Impuls tragen bzw. es steht ihm nur wenig Phasenraum zur Verfügung. Die Energie des W-Bosons als Zerfallsprodukt ist dann durch die Kinematik eingeschränkt - im Gegensatz zum Untergrund, wo die W-Bosonen über einen breiten Bereich der Schwerpunktsenergie hinweg produziert werden können. Das Energiespektrum für das jeweils zweite rekonstruierte W-Boson unterscheidet sich geringfügig, was auch bei der Selektion berücksichtigt wird.

Invariante W - Masse und sichtbare Masse

Die lorentzinvariante Masse der rekonstruierten W-Bosonen berechnet sich mit Hilfe der Einstein'schen Energie - Impuls Relation aus den Komponenten ihrer Viererimpulse,

$$m_{1,2} = \sqrt{E_{1,2}^2 - \mathbf{p}_{1,2}^2} \quad , \tag{5.13}$$

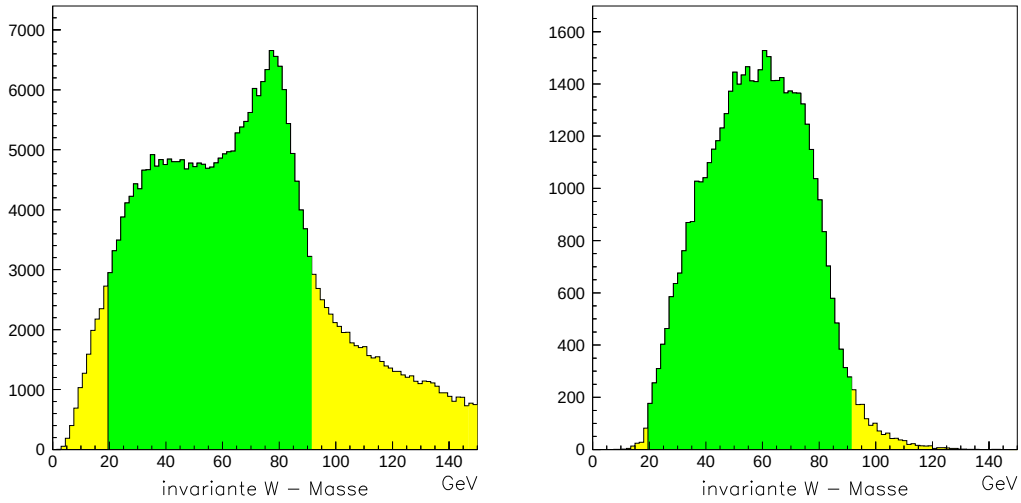

Abbildung 5.14: Invariante W-Masse. Links: Untergrund, rechts: Signal

wobei E_i und $\mathbf{p}_i$ Energie und Impulsvektor der W-Bosonen bezeichnen. Die sichtbare Masse ergibt sich aus dem Gesamtviererimpuls p aller detektierten (sichtbaren) Teilchen:

$$m_{vis} = p^2 \quad , \qquad p = \sum_i p_i \tag{5.14}$$

In den Abbildungen 5.14 und 5.15 ist die Verteilung der rekonstruierten W-Masse und der sichtbaren Masse für Signal- und Untergrundereignisse dargestellt. Das Schnittkriterium ist wie in den bisherigen Abbildungen wieder farblich gekennzeichnet. Auch wenn es auf Grund der Sortierung leichte Unterschiede in den Energiespektren der beiden pro Ereignis rekonstruierten W-Bosonen gibt, wurde für deren invariante Masse das gleiche Schnittkriterium $20\,\text{GeV} < m_{1,2} < 90\,\text{GeV}$ angewandt.

Thrust

Der Thrust ist eine Variable, welche die Topologie d.h. die Form eines Ereignisses charakterisiert. Er ist wie folgt definiert

$$T = \max_{|\mathbf{n}|=1} \left\{ \frac{\sum_i |\mathbf{n} \cdot \mathbf{p}_i|}{\sum_i |\mathbf{p}_i|} \right\} \tag{5.15}$$

Dabei sind $\mathbf{p}_i$ die Impulsvektoren aller detektierten Teilchen. Der auf 1 nor-

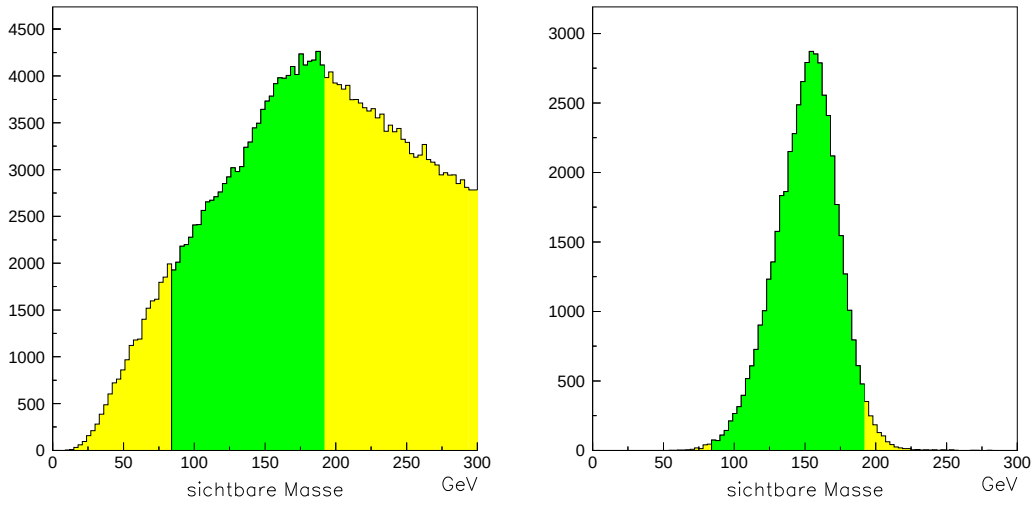

Abbildung 5.15: Die Verteilung der sichtbaren Masse für Signal (rechts) und Untergrund (links). Das Schnittkriterium ist: $86\,\mathrm{GeV} < m_{vis} < 190\,\mathrm{GeV}$.

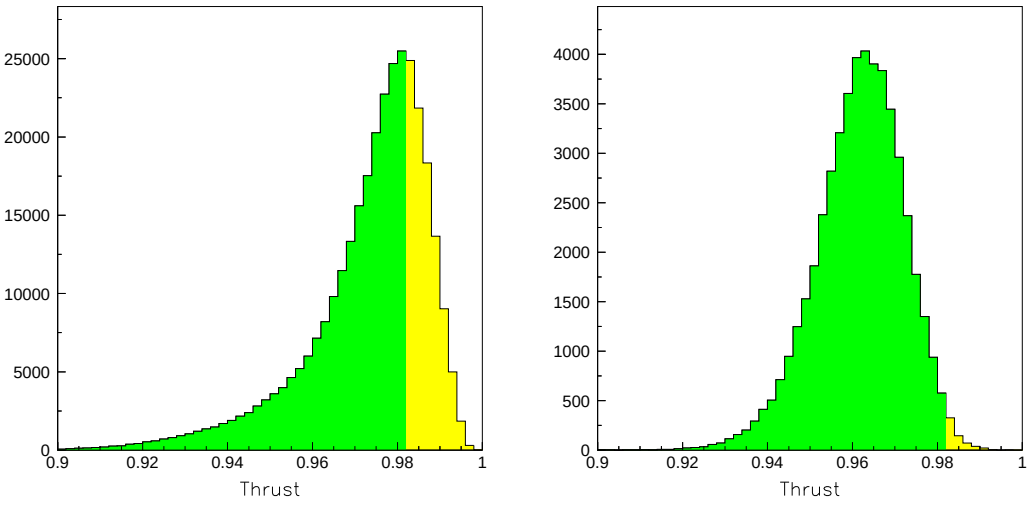

Abbildung 5.16: Der Thrust. Links: Untergrund, rechts: Signal

mierte Vektor **n**, für welchen obiger Ausruck maximal wird, heißt Thrust-Achse. Der Thrust gibt an, wie isotrop oder wie Jet - artig ein Ereignis ist. Ein Ereignis mit 2 entgegengesetzt gerichteten Jets hat einen Thrust von $T \approx 1$, während ein Ereignis mit einer isotropen Verteilung der Teilchenflugrichtungen durch einen Thrust von $T \approx 1/2$ gekennzeichnet ist. Abbildung 5.16 zeigt die Verteilung des Thrust für Signal und Untergrund. Die Topologie der Ereignisse ist eindeutig Jet - artig, was mit der 4 Jet - Signatur konsistent ist. Die Schnittbedingung für den Thrust ist: $T < 0.98$.

Winkelverteilungen

Schlußendlich wurden für die Selektion noch die Polarwinkelverteilungen der Jets der rekonstruierten W-Bosonen betrachtet. Der Polarwinkel θ ist gegeben durch

$$\cos\theta = \frac{p_z}{|\mathbf{p}|} \tag{5.16}$$

wenn **p** der Impulsvektor des Teilchens (Jets) und p_z dessen z-Komponente ist.

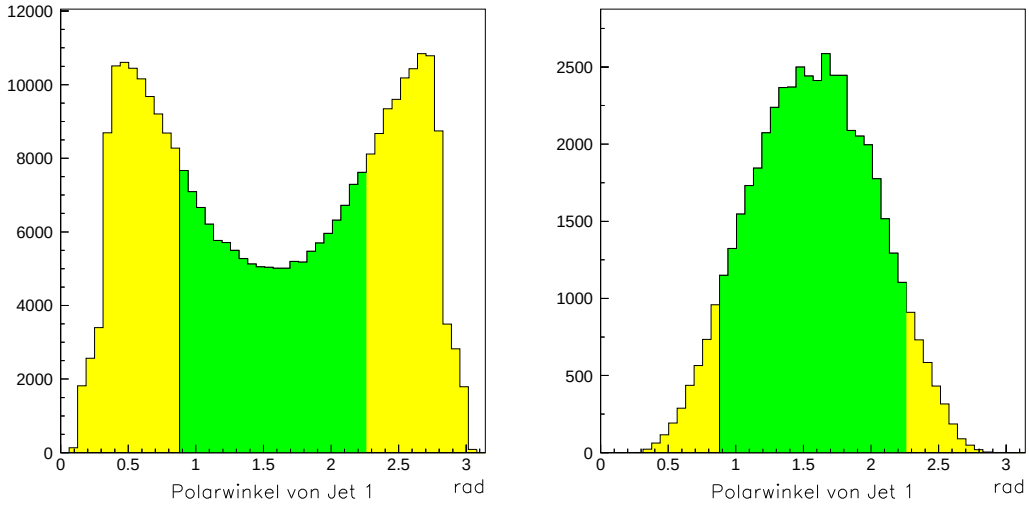

Abbildung 5.17: Die Polarwinkelverteilung für den Jet mit dem größten p_T. Links für Untergrund und rechts für Signal. Der dunkel (grün) gezeichnete Bereich visualisiert das Schnittkriterium.

Für jeden der 4 (nach ihrem p_T sortierten) Jets, welche bei der W-Rekonstruktion verwendet wurden, ist ein eigenes Schnittkriterium angesetzt worden. Auch die Polarwinkelverteilungen der W-Bosonen wurden benutzt, und zwar sowohl in

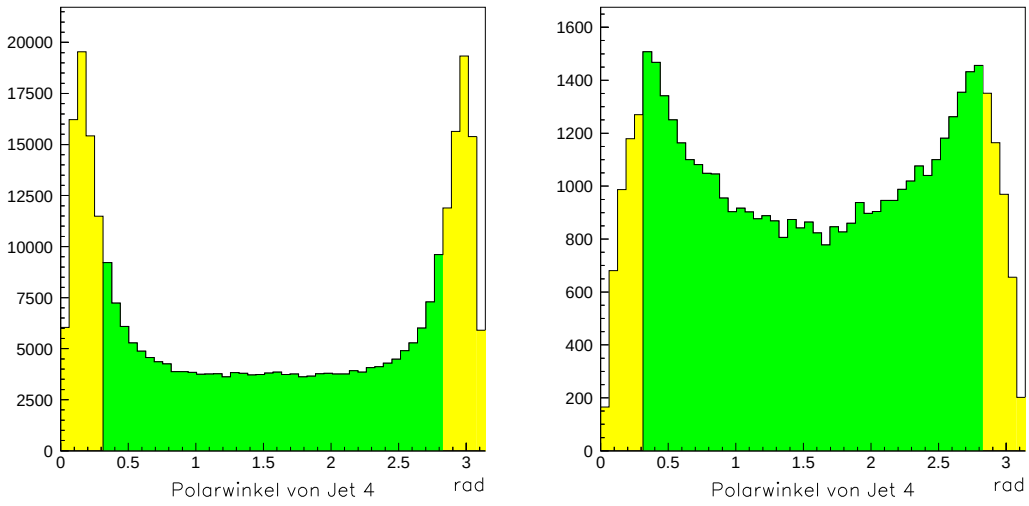

Abbildung 5.18: Die Polarwinkelverteilung für den Jet mit dem viert-größten p_T. Links für Untergrund und rechts für Signal.

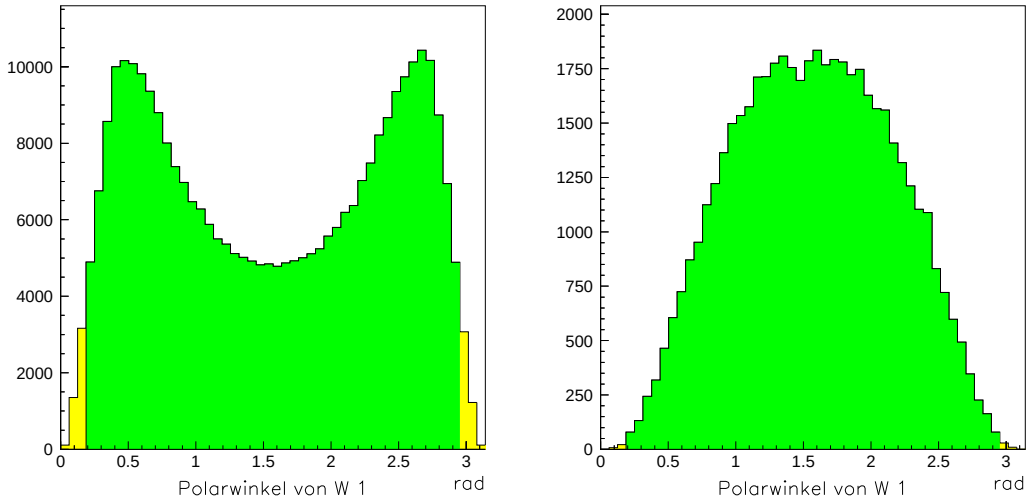

Abbildung 5.19: Die Polarwinkelverteilung eines rekonstruierten W-Bosons. Links für Untergrund und rechts für Signal.

der Standardsortierung (das 1. W enthält den Jet mit größtem p_T) als auch in einer weiteren Sortierung, bei welcher die W-Bosonen jeweils entsprechend ihres Polarwinkels geordnet wurden (das 1. W hat den größten Polarwinkel θ). In den Abbildungen 5.17, 5.18 und 5.19 sind die θ-Verteilungen für den 1. und 4. Jet sowie für das 1. W (in der Standardsortierung) gezeigt. Der 4. Jet hat im Mittel einen deutlich kleineren Polarwinkel als Jet 1, was einfach die Tatsache widerspiegelt, dass letzterer stets den größeren Transveralimpuls p_T hat.

5.6.3 Anwendung der Schnitte

Im folgenden werden die genauen Zahlenwerte zu den vorgestellten Schnitten und ihre Wirkung auf das Signal- zu Untergrundverhältnis in tabellarischer Form angegeben.

Die Analyse für die Strahlenergie von $E_{e^-} = 300\,\text{GeV}$ wurde auf die glei-

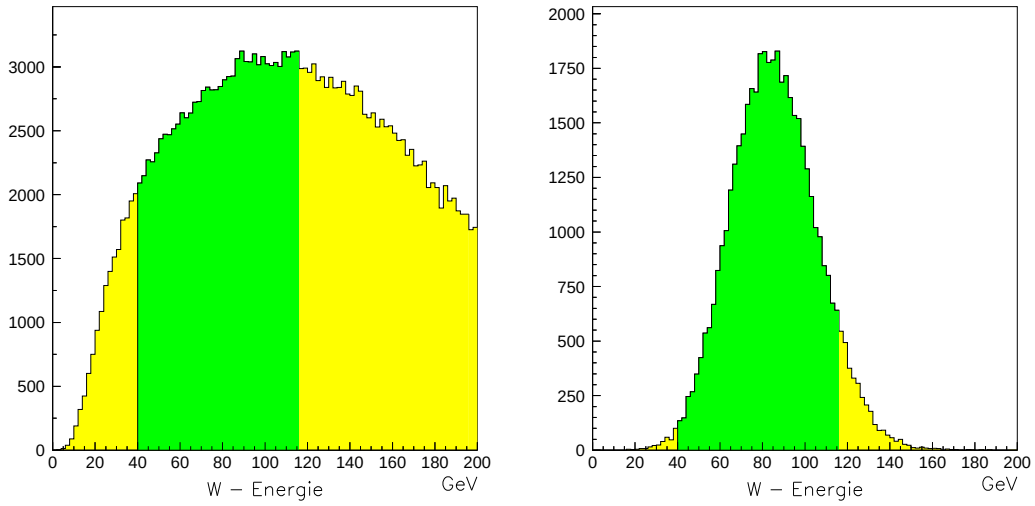

Abbildung 5.20: Spektrum der W-Energie: links für Untergrund, rechts für Signal in der Analyse für $E_{e^-} = 300\,\text{GeV}$. Der grün (dunkel) markierte Bereich reflektiert wie in Abschnitt 5.6.2 das Schnittkriterium.

che Weise durchgeführt wie bei $E_{e^-} = 250\,\text{GeV}$ und es wurden die gleichen Schnittvariablen verwendet. Allerdings wurden die Schnittkriterien neu an die Spektren der Observablen angepasst und optimiert. Abbildung 5.20 zeigt das Spektrum der W-Energie für $E_{e^-} = 300\,\text{GeV}$. Man vergleiche mit Abbildung 5.13. Das Energiespektrum des Signals ist nun breiter als bei $E_{e^-} = 250\,\text{GeV}$,

da die Charginos nun nicht mehr so nah an der Schwelle produziert werden und ihnen somit mehr Phasenraum zur Verfügung steht.
In Tabelle 5.3 ist eine Zusammenfassung der Zahl der für die Analyse generierten Signal- und Untergrundereignisse und die jeweils entsprechende Zahl der Ereignisse pro $1000 fb^{-1}$ intergrierter Luminosität gegeben. Für die zwei Analysen wurden jeweils rund 50000 Signal- und 1 Million Untergrundereignisse simuliert. Die Zahl von 1 Mio. Untergrundereignissen ist nötig, damit nach Anwendung der Selektion noch genügend Ereignisse verbleiben, um zuverlässige Werte für die berechneten Effizenzen und Reinheiten zu garantieren. Die Ta-

	Anzahl simulierter Ereignisse	effektiver Wirkungs-querschnitt	Anzahl Ereignisse pro $1000 fb^{-1}$ intergrierter Luminosität (1 Jahr)
$\mathbf{E_{e^-} = 250\ GeV}$			
Signal	50000	2.62 fb	2620
Untergrund	1165175	13.7 pb	13.7 Mio.
$\mathbf{E_{e^-} = 300\ GeV}$			
Signal	45908	7.98 fb	7976
Untergrund	1093180	13.4 pb	13.4 Mio.

Tabelle 5.3: Anzahl simulierter Signal- und Untergrundereignisse sowie die korrespondierenden Wirkungsquerschnitte und Ereignisanzahlen pro Jahr.

bellen 5.4 und 5.5 liefern die Übersicht über die verwendeten Schnitte in der Analyse für $E_{e^-} = 250\,\text{GeV}$ und $E_{e^-} = 300\,\text{GeV}$. Dargestellt ist der Einfluß der angewandten Schnitte bezüglich der im letzten Abschnitt vorgestellten Observablen auf die Zahl der zu erwartenden Signal- und Untergrundereignisse und die damit verbundenen Werte für Effizienz, Reinheit und statistischen Fehler. Die Werte beziehen sich auf 1 Jahr Laufzeit, also $1000 fb^{-1}$ integrierte Luminosität. Die Spalten "min." und "max." enthalten die Zahlenwerte der unteren und oberen Schranke für die jeweilige Schnittvariable. Für $E_{e^-} = 250\,\text{GeV}$ entsprechen diese genau den Grenzen der grün (dunkel) gefärbten Bereiche in den Histogrammen aus dem letzten Abschnitt.
In der ersten Zeile sind die Werte dafür angegeben, wenn kein Schnittkriterium angewandt würde, d.h. wenn jedes 4-Jet Ereignis als Signal interpretiert werden würde. Von oben nach unten gelesen ist dann der Einfluß des jeweils hinzukommenden Schnittes dokumentiert. Beispielsweise entsprechen die Zahlen in der 4. Zeile einer Messung, bei der nur auf die Akolinearität, Akoplanarität und den Transveralimpuls geschnitten wird. Die letzte Zeile liefert demnach die Resultate nach Anwendung aller Selektionskriterien. Eine Darstellung wie

in Tabelle 5.4, 5.5 bezeichnet man im Allgemeinen als “cut-flow” (Schnitt - Abfolge).
Die Optimierung der Schnitte erfolgte an Hand des Produktes aus Effizienz und Reinheit $\varepsilon \cdot p$. Zunächst wurden die Werte für die oberen und unteren Schranken nach subjektivem Ermessen mit vernünftigen Startwerten versehen. Anschließend wurden nach und nach die oberen bzw. unteren Schranken der Observablen variiert, und jeweils auf den Wert gesetzt, für welchen $\varepsilon \cdot p$ maximal wird.

Schnitt-variable	min.	max.	Zahl der Signal-ereignisse pro $1000 fb^{-1}$	Zahl der Unter-grundereignisse pro $1000 fb^{-1}$	Effizienz ε	Reinheit p	stat. Fehler $\Delta N/N$ für $1000 fb^{-1}$
ohne Schnitte	-	-	2620	13.7 Mio.	100%	0.02%	141%
$\not{p}_T$	26 GeV	∞	1314	1122560	50.2%	0.12%	80.7%
Akoplanarität	0.22 rad	π	1216	653306	46.4%	0.19%	66.5%
Akolinearität	0.22 rad	π	1215	621151	46.4%	0.20%	64.9%
W_1 - Energie	60 GeV	100 GeV	1025	184359	39.1%	0.55%	42.0%
W_2 - Energie	56 GeV	94 GeV	857	82235	32.7%	1.03%	33.6%
Gesamtenergie	50 GeV	195 GeV	857	82235	32.7%	1.03%	33.6%
sichtbare Masse	86 GeV	190 GeV	857	81776	32.7%	1.04%	33.6%
W - Masse	20 GeV	90 GeV	843	78225	32.2%	1.07%	33.3%
Thrust	0.00	0.98	822	66781	31.4%	1.22%	31.6%
θ-Winkel Jet 1	0.88 rad	2.26 rad	726	39647	27.7%	1.80%	27.7%
θ-Winkel Jet 2	0.54 rad	2.60 rad	706	29650	26.9%	2.33%	24.7%
θ-Winkel Jet 3	0.40 rad	2.74 rad	682	16666	26.0%	3.93%	19.3%
θ-Winkel Jet 4	0.36 rad	2.78 rad	574	9644	21.9%	5.62%	17.6%
θ-Winkel W_1	0.24 rad	2.90 rad	573	9621	21.9%	5.62%	17.6%
θ-Winkel W_2	0.10 rad	3.04 rad	569	9456	21.7%	5.68%	17.6%
θ-Winkel W_{max}	1.3 rad	π	541	7998	20.7%	6.34%	17.1%
θ-Winkel W_{min}	0.0 rad	2.0 rad	529	6951	***20.2%***	***7.07%***	***16.3%***

Tabelle 5.4: Die verwendeten Schnitte für $E_{e^-} = 250\,\text{GeV}$ und die sich ergebenden Effizienzen, Reinheiten und statistischen Fehler. Die fettgedruckten Werte sind die Resultate nach Anwendung aller Schnitte.

Schnitt-variable	min.	max.	Zahl der Signal-ereignisse pro $1000 fb^{-1}$	Zahl der Unter-grundereignisse pro $1000 fb^{-1}$	Effizienz ε	Reinheit p	stat. Fehler $\Delta N/N$ für $1000 fb^{-1}$
ohne Schnitte	-	-	7976	13.4 Mio.	100%	0.06%	45.9%
$\not{p}_T$	18 GeV	∞	5771	5064903	72.4%	0.11%	39.0%
Akoplanarität	0.17 rad	π	5077	3147577	63.7%	0.16%	35.0%
Akolinearität	0.16 rad	π	5064	2977997	63.5%	0.17%	34.1%
W_1 - Energie	40 GeV	115 GeV	4638	1378847	58.1%	0.34%	25.4%
W_2 - Energie	43 GeV	112 GeV	4245	870367	53.2%	0.49%	22.0%
Gesamtenergie	80 GeV	240 GeV	4245	870367	53.2%	0.49%	22.0%
sichtbare Masse	60 GeV	250 GeV	4244	869884	53.2%	0.49%	22.0%
W - Masse	20 GeV	95 GeV	4066	754351	51.0%	0.54%	21.4%
Thrust	0.00	0.978	3608	523089	45.2%	0.68%	20.1%
θ-Winkel Jet 1	0.80 rad	2.34 rad	3136	329773	39.3%	0.94%	18.4%
θ-Winkel Jet 2	0.60 rad	2.54 rad	2869	222070	36.0%	1.28%	16.5%
θ-Winkel Jet 3	0.40 rad	2.74 rad	2649	135021	33.2%	1.92%	14.0%
θ-Winkel Jet 4	0.30 rad	2.84 rad	2165	74347	27.1%	2.83%	12.8%
θ-Winkel W_1	0.20 rad	2.94 rad	2164	74273	27.1%	2.83%	12.8%
θ-Winkel W_2	0.20 rad	2.94 rad	2106	71180	26.4%	2.87%	12.9%
θ-Winkel W_{max}	1.3 rad	π	2007	58626	25.2%	3.31%	12.3%
θ-Winkel W_{min}	0.0 rad	1.85 rad	1919	46206	***24.1%***	***3.99%***	***11.4%***

Tabelle 5.5: Die Schnitte für $E_{e^-} = 300\,\text{GeV}$ und die sich ergebenden Effizienzen, Reinheiten und statistischen Fehler. Die fettgedruckten Werte sind die Resultate nach Anwendung aller Schnitte.

Kapitel 6

Resultate und Interpretation

Nach der Optimierung und Anwendung des Selektionsmechanismus ergeben sich folgende Resultate der Monte-Carlo Analyse zum Prozess $\gamma\gamma \to \tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^- \to W^+W^-\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0 \to q\bar{q}q\bar{q}\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$.
Für eine Energie des Elektronstrahls von $E_{e^-} = 250\,\mathrm{GeV}$ und einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L}_{int} = 1000 fb^{-1}$ kann der Signalprozess mit einer Effizienz von $\varepsilon = 20.2\%$ und einer Reinheit von $p = 7.07\%$ vom Untergrund separiert werden. Dies entspricht einem statistischen Fehler von $\Delta N/N = 16.3\%$.
Für $E_{e^-} = 300\,\mathrm{GeV}$ und $\mathcal{L}_{int} = 1000 fb^{-1}$ ergeben sich für die Effizenz und Reinheit Werte von $\varepsilon = 24.1\%$ und $p = 3.99\%$. Der daraus resultierende statistische Fehler der Messung beträgt $\Delta N/N = 11.4\%$.
Vergleicht man die effektiven Wirkungsquerschnitte des Signalprozesses von $\sigma_{sig}(E_{e^-} = 250\,\mathrm{GeV}) = 2.62 fb$ und $\sigma_{sig}(E_{e^-} = 300\,\mathrm{GeV}) = 7.98 fb$, so ist der Wirkungsquerschnitt für $E_{e^-} = 300\,\mathrm{GeV}$ rund 3mal größer als für $E_{e^-} = 250\,\mathrm{GeV}$. Es gibt also rund 3mal mehr Signalereignisse. Da aber der effektive Wirkungsquerschnitt des Untergrundes nahezu unverändert bleibt ($\sigma_{bk} = 13.7 pb$ bzw. $\sigma_{bk} = 13.4 pb$) hätte man erwarten können, dass die Reinheit (5.7) um einen ähnlichen Faktor verbessert wird. Somit würde auch der statistische Fehler (5.8) etwa 3mal kleiner sein, also $\Delta N/N \approx 6\%$. Dies ist aber nicht der Fall, der statistische Fehler beträgt $\Delta N/N = 11.4\%$ - ein Faktor 2 größer. Der Grund dafür ist, dass die Schnitte in der Analyse mit $E_{e^-} = 300\,\mathrm{GeV}$ deutlich weniger effektiv sind als für $E_{e^-} = 250\,\mathrm{GeV}$, obwohl sie in der selben Art und Weise optimiert wurden. Diese Tatsache untermauert den Nutzen einer Wiederholung der Analyse für eine andere Strahlenergie an Stelle einer einfachen Abschätzung.
Aus dem statistischen Fehler für N ergibt sich direkt der statistische Fehler der Messung des Verzweigungsverhältnisses $\mathrm{BR}(\tilde{\chi}_1^\pm \to \tilde{\chi}_1^0 W^\pm)$. Nach (5.1)

geht es quadratisch in den Wirkungsquerschnitt ein, welcher proportional zu N ist (4.4). Der Fehler für die Luminositätsmessung ist mit $\Delta\mathcal{L}/\mathcal{L} \approx 0.1\%$ [20] vergleichsweise vernachlässigbar. Somit gilt

$$\frac{\Delta \mathrm{BR}(\tilde{\chi}_1^{\pm} \to \tilde{\chi}_1^0 W^{\pm})}{\mathrm{BR}(\tilde{\chi}_1^{\pm} \to \tilde{\chi}_1^0 W^{\pm})} = \frac{1}{2}\frac{\Delta N}{N} \tag{6.1}$$

Es ist also $\Delta\mathrm{BR}/\mathrm{BR} = 8.2\%$ für $E_{e^-} = 250\,\mathrm{GeV}$ und $\Delta\mathrm{BR}/\mathrm{BR} = 5.7\%$ für $E_{e^-} = 300\,\mathrm{GeV}$. Tabelle 6.1 fasst alle Zahlenwerte noch einmal zusammen.

	$E_{e^-} = 250\,\mathrm{GeV}$	$E_{e^-} = 300\,\mathrm{GeV}$
σ_{sig}	$2.62fb$	$7.98fb$
σ_{bk}	$13.7pb$	$13.4pb$
ε	20.2%	24.1%
p	7.07%	3.99%
$\Delta N/N$	16.3%	11.4%
$\frac{\Delta BR(\tilde{\chi}_1^{\pm} \to \tilde{\chi}_1^0 W^{\pm})}{BR(\tilde{\chi}_1^{\pm} \to \tilde{\chi}_1^0 W^{\pm})}$	8.2%	5.7%

Tabelle 6.1: Die Resultate der Monte-Carlo Analyse

Fittino

Fittino ist ein Programm zur iterativen Bestimmung von MSSM-Parametern aus Observablen der Experimente am Large Hadron Colliders (LHC) und Linear Colliders (LC) [38, 39]. Es verwendet die Methode eines iterativen Fits, um die Parameter der Theorie, welche zum Teil nicht direkt messbar sind, aus den experimentellen Observablen zu extrahieren. In [39] wurde ein vollständiger Fit von 24 freien Parametern des durch zusätzliche Annahmen beschränkten MSSM durchgeführt. Als Observablen dienten hypothetische, simulierte Messungen am LHC und LC (Massen, Wirkungsquerschnitte und Verzweigungsverhältnisse).
Für eine Interpretation der Messung des Verzweigungsverhältnisses $\mathrm{BR}(\tilde{\chi}_1^{\pm} \to \tilde{\chi}_1^0 W^{\pm})$ wurde nun ein solcher Fit für das in dieser Analyse verwendete MSSM Szenario wiederholt. Um den Einfluß auf die Bestimmung der MSSM-Parameter zu untersuchen, wurden zwei Fits durchgeführt: Ein Fit unter Verwendung der Observablen aus [39] und ein Fit unter Verwendung dieser Observablen sowie

$\mathrm{BR}(\tilde{\chi}_1^{\pm} \to \tilde{\chi}_1^0 W^{\pm})$ als zusätzliche Meßgröße mit einem Fehler von $\Delta\mathrm{BR}/\mathrm{BR} = 5.7\%$. Aus Gründen der Rechenzeit wurden jedoch nicht alle 24 Parameter gefittet. Nur die folgenden 7 Parameter wurden gefittet, alle anderen wurden entsprechend ihrer Eingabe-Werte fixiert:

- M_1: Bino Massenparameter
- M_2: Wino Massenparameter
- μ: Higgsino Massenparameter
- $\tan\beta$: Verhältnis der Vakuumerwartungswerte der Higgs-Felder
- M_A: Massenparameter des pseudoskalaren Higgs A_0
- $X_\tau = A_\tau - \mu \cdot \tan\beta$: Mischungsparameter im Stau Sektor
- $X_t = A_t - \mu/\tan\beta$: Mischungsparameter im Stop Sektor

Die Resultate der Fits sind in Tabelle 6.2 dargestellt. Für den Fit wurden die Eingabewerte der Parameter als Startwerte verwendet, so dass *Fittino* in jedem Falle das globale Minimum im Parameterraum findet. Es seien hier nur die relativen Fehler, also die Genauigkeit der Bestimmung der MSSM-Parameter betrachtet. Die Fehler der Parameter M_1, M_2 und $\tan\beta$ werden durch die Hinzunahme von $\mathrm{BR}(\tilde{\chi}_1^{\pm} \to \tilde{\chi}_1^0 W^{\pm})$ als Observable signifikant verbessert. Allerdings

Parameter	Wert	rel. Fehler ohne BR	rel. Fehler mit BR	relative Verbesserung des Fehlers
M_1	99.54 GeV	0.09%	0.07%	20%
M_2	192.57 GeV	0.14%	0.08%	41%
μ	355.96 GeV	0.53%	0.55%	-3.9%
$\tan\beta$	9.0	6.3%	4.7%	25%
M_A	406.59 GeV	16%	16%	0.2%
X_τ	-3458.23 GeV	2.4%	2.1%	12%
X_t	-535.09 GeV	4.7%	4.7%	1.6%

Tabelle 6.2: Resultate der *Fittino* Analyse ($\Delta\mathrm{BR}/\mathrm{BR} = 5.7\%$)

sollten die Zahlenwerte quantitativ nicht überbewertet werden. Eine Reduzierung des Fehlers um 41% (Parameter M_2) ist außerordentlich viel für lediglich eine zusätzliche Observable. Dieser Wert wird bei einem Fit aller 24 Parameter sicherlich geringer ausfallen. Die Zunahme der Fehlers von μ ist auf numerische

bzw. technische Ursachen im multidimensionalen Fit zurückzuführen. Daher seien hier die Resultate der *Fittino*-Analyse nicht quantitativ interpretiert. Es kann jedoch ohne weiteres die Schlußfolgerung gezogen werden, dass eine Messung des Verzweigungsverhältnis $\mathrm{BR}(\tilde{\chi}_1^{\pm} \to \tilde{\chi}_1^0 W^{\pm})$ des Chargino Zerfalls zusätzliche Informationen liefern und so die Genauigkeit der Bestimmung von Parametern des MSSM erhöhen kann.

Zusammenfassung

In dieser Diplomarbeit wurde eine Monte-Carlo Analyse zu Produktion und Zerfall der supersymmetrischen Charginos $\tilde{\chi}_1^{\pm}$ an einem Photon-Collider durchgeführt, wobei konkret der Kanal $\gamma\gamma \to \tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^- \to W^+W^-\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0 \to q\bar{q}q\bar{q}\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$ untersucht wurde. Ziel der Analyse war eine Aussage darüber, wie genau das Verzweigungsverhältnis $\mathrm{BR}(\tilde{\chi}_1^{\pm} \to \tilde{\chi}_1^0 W^{\pm})$ bestimmt werden kann. An einem Photon Collider kann dies direkt durch eine Messung des Wirkungsquerschnittes getan werden, da der QED-Produktionsmechanismus bekannt ist.
Die Analyse wurde im Rahmen eines mSUGRA Szenarios für zwei verschiedene Energien der Elektronstrahlen durchgeführt. In der Monte-Carlo Analyse wurde die wesentliche Besonderheit des Photon-Colliders berücksichtigt, dass das Energiespektrum der kollidierenden Photonen nicht monochromatisch ist. Zur Produktion von Ereignissen der Signal- und Untergrundprozesse wurde das Programm *SHERPA* verwendet. Darüber hinaus wurde mit Hilfe des Programms *SIMDET* eine realistische Simulation des Detektors des Photon-Colliders durchgeführt. Nach der Simulation von Signal- und Untergrundereignissen wurden Selektionskriteren zur Identifikation des Signals aufgestellt und bezüglich eines möglichst großen Signal- zu Untergrund Verhältnisses optimiert. Die daraus resultierenden Effizienzen, Reinheiten und statistischen Fehler wurden berechnet und in Abschnitt 5.6.3 dargestellt.
Für eine Strahlenergie von $E_{e^-} = 250\,\mathrm{GeV}$ ist der effektive Wirkungsquerschnitt des Prozesses $\gamma\gamma \to q\bar{q}q\bar{q}\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$ zu $\sigma_{sig} = 2.62fb$ gegeben. Damit ist eine Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses $\mathrm{BR}(\tilde{\chi}_1^{\pm} \to \tilde{\chi}_1^0 W^{\pm})$ für eine integrierte Luminosität von $\mathcal{L}_{int} = 1000fb^{-1}$ mit einem statistischen Fehler von $\Delta\mathrm{BR}/\mathrm{BR} = 8.2\%$ möglich. Für $E_{e^-} = 300\,\mathrm{GeV}$ ergibt sich in analoger Weise ein Wirkungsquerschnitt von $\sigma_{sig} = 7.98fb$ und ein statistischer Fehler von $\Delta\mathrm{BR}/\mathrm{BR} = 5.7\%$.
Mit Hilfe des Programms *Fittino* konnte die qualitative Schlussfolgerung gezogen werden, dass eine Messung des Verzweigungsverhältnisses $\mathrm{BR}(\tilde{\chi}_1^{\pm} \to \tilde{\chi}_1^0 W^{\pm})$ die Genauigkeit der Bestimmung der MSSM Parameter signifikant verbessern kann.

Literaturverzeichnis

[1] J. Wess and B. Zumino, Nucl. Phys. **B70**, 39 (1974).

[2] M. Drees, hep-ph/9611409.

[3] H. E. Haber, hep-ph/9306207.

[4] S. P. Martin, hep-ph/9709356.

[5] N. Ghodbane and H.-U. Martyn, hep-ph/0201233.

[6] F. E. Paige, S. D. Protopescu, H. Baer and X. Tata, hep-ph/0312045.

[7] W. Porod, Comput. Phys. Commun. **153**, 275 (2003), [hep-ph/0301101].

[8] http://www-theorie.physik.unizh.ch/∼porod/SPheno.html.

[9] e. . Richard, F., e. . Schneider, J. R., e. . Trines, D. and e. . Wagner, A., hep-ph/0106314.

[10] http://tesla.desy.de/new_pages/TDR_CD/start.html.

[11] TESLA-N Study Group, H. Abramowicz *et al.*, DESY-01-011.

[12] ECFA/DESY LC Physics Working Group, J. A. Aguilar-Saavedra *et al.*, hep-ph/0106315.

[13] e. . Behnke, T., e. . Bertolucci, S., e. . Heuer, R. D. and e. . Settles, R., DESY-01-011.

[14] e. . Brinkmann, R. *et al.*, DESY-01-011.

[15] ECFA/DESY Photon Collider Working Group, B. Badelek *et al.*, hep-ex/0108012.

[16] J. F. Gunion and H. E. Haber, Phys. Rev. **D48**, 5109 (1993).

[17] G. Jikia, hep-ph/9708373.

[18] G. Belanger, hep-ph/9508218.

[19] http://www.desy.de/∼telnov/ggtesla/.

[20] K. Mönig *et al.*, Studies for a Photon Collider at TESLA, in Vorbereitung.

[21] http://www.desy.de/∼telnov/ggtesla/spectra/.

[22] V. Telnov, Nucl. Instrum. Meth. **A472**, 43 (2001), [hep-ex/0010033].

[23] G. Klemz, 2004, private Kommunikation.

[24] T. Mayer, C. Blochinger, F. Franke and H. Fraas, Eur. Phys. J. **C27**, 135 (2003), [hep-ph/0209108].

[25] K. Mönig, 2004, private Kommunikation.

[26] Particle Data Group, S. Eidelman *et al.*, Phys. Lett. **B592**, 1 (2004).

[27] H. Vogt and H. J. Schreiber, 2004, private Kommunikation.

[28] T. Gleisberg *et al.*, JHEP **02**, 056 (2004), [hep-ph/0311263].

[29] http://www.physik.tu-dresden.de/∼krauss/hep/.

[30] F. Krauss, R. Kuhn and G. Soff, JHEP **02**, 044 (2002), [hep-ph/0109036].

[31] A. F. Zarnecki, Acta Phys. Polon. **B34**, 2741 (2003), [hep-ex/0207021].

[32] M. Pohl and H. J. Schreiber, hep-ex/0206009.

[33] http://www-zeuthen.desy.de/lc_repository/detector_simulation/dev/SIMDET/.

[34] T. Behnke, Prepared for 5th International Linear Collider Workshop (LCWS 2000), Fermilab, Batavia, Illinois, 24-28 Oct 2000.

[35] http://www-zeuthen.desy.de/lc_repository/detector_simulation/dev/BRAHMS/.

[36] T. Sjostrand, L. Lonnblad, S. Mrenna and P. Skands, hep-ph/0308153.

[37] J. Sekaric, 2004, private Kommunikation.

[38] P. Bechtle, K. Desch and P. Wienemann, http://www-flc.desy.de/fittino/.

[39] G. Weiglein *et al.*, LHC / LC Study Group Report, in Vorbereitung.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich gerne bei all denjenigen bedanken, die zum Gelingen dieser Diplomarbeit beigetragen haben.

Ich danke Klaus Mönig für das interessante Arbeitsthema, seine Anregungen und große Hilfe bei den zahlreichen Schwierigkeiten und Fragen, die während der Durchführung dieser Arbeit auftraten.

Ich möchte mich bei allen Mitarbeitern der TESLA Forschungsgruppe, darunter Achim Stahl, Sabine Riemann, Wolfgang Lohmann, Hannelies Nowak, Ralph Dollan, Jadranka Sekaric und Huber Nieto Chaupis, für ihre ständige diskussions- und hilfsbereitschaft bedanken.

Ich danke der Gruppe von der TU Dresden, namentlich Andreas Schälicke, Frank Krauss, Steffen Schumann und Tanju Gleisberg, für ihre tatkräftige Unterstützung und Korrespondenz bei der Arbeit mit *SHERPA*.

Harald Vogt und Heinz Jürgen Schreiber danke ich für ihre Hilfe bei der Erstellung des Event-Displays.

Ich danke Phillip Bechtle für seine Erläuterungen zum Umgang mit *Fittino*.

Ganz besonders danke ich nocheinmal Sabine Riemann und Ralph Dollan für das sorgfältige Korrekturlesen dieser Arbeit.

Mein größter Dank gilt meinen Eltern, die mich während meines gesamten Studiums tatkräftig und finanziell unterstützt haben.