

Unsichtbare Higgs-Bosonen bei ATLAS

Frank Meisel



FAKULTÄT FÜR MATHEMATIK UND PHYSIK
ALBERT-LUDWIGS-UNIVERSITÄT FREIBURG

Studie zum Entdeckungspotential von
unsichtbar zerfallenden Higgs-Bosonen im
ATLAS-Experiment am LHC

Diplomarbeit
vorgelegt von
Frank Meisel

Betreuer: Prof. Dr. K. Jakobs

Physikalisches Institut
Fakultät für Mathematik und Physik
Albert-Ludwigs-Universität
Freiburg, im März 2006

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik	3
2.1	Grundlage - das Prinzip der Eichtransformation in der Teilchenphysik . . .	3
2.2	Teilchen und Felder	4
2.3	Prinzip der Eichgruppen und Eichtransformationen	5
2.3.1	Die Eichgruppe der elektroschwachen Wechselwirkung $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$	5
2.3.2	Die Eichgruppe der starken Wechselwirkung $SU(3)_C$	6
2.4	Die Massen und der Higgs-Mechanismus	6
2.4.1	Probleme der Massenerzeugung	6
2.4.2	Der Higgs-Mechanismus	6
2.4.3	Die Massen der Eichbosonen und der Fermionen	7
2.5	Das Higgs-Boson	8
2.5.1	Produktionsmechanismen	8
2.5.2	Zerfallskanäle	9
2.5.3	Bisherige Suchen nach dem Higgs-Boson	9
3	Erweiterungen des Standardmodells: Unsichtbare Higgs-Boson-Zerfälle	11
3.1	Diverse Modelle	11
3.1.1	Skalares Singlett-Feld, Phion-Modell	11
3.1.2	Neutrinos der vierten Generation	12
3.1.3	Neue Dimensionen	13
3.2	Supersymmetrie	14
3.2.1	Allgemeines Prinzip der Supersymmetrie	15
3.2.2	Das Minimale Supersymmetrische Standard-Modell – MSSM	16
3.2.3	Wesentliche Eigenschaften der supersymmetrischen Teilchen: Massenspektren	17
3.2.4	Wesentliche Eigenschaften der supersymmetrischen Teilchen: Der Higgs-Sektor im MSSM	19

3.2.5	MSSM in GUT-Theorien: constraint MSSM	21
4	Der ATLAS-Detektor am LHC	23
4.1	Der Proton-Proton-Speicherring LHC	23
4.2	Der ATLAS-Detektor	26
5	Verwendete Programmpakete	33
5.1	Das ATLAS Software-Framework ATHENA	33
5.2	Monte-Carlo Ereignisgeneratoren	34
5.2.1	Pythia	34
5.3	SUSY-Spektrum Generatoren	34
5.3.1	SPheno	34
5.3.2	Feynhiggs	36
5.4	Die Detektorsimulation	36
5.4.1	ATLAS mit GEANT4	36
5.4.2	ATLFAST	37
6	Analyse ZH ($H \rightarrow inv.$) im Standardmodell	41
6.1	Einführung	41
6.2	Signal und Untergrundprozesse	43
6.3	Ereignisselektion	46
6.4	Experimentelle Abschätzung der Untergründe	50
6.4.1	Experimentelle Normierung der ZZ-Produktion	50
6.4.2	Experimentelle Normierung der WZ-Produktion	58
6.4.3	Normierung der WW- und $t\bar{t}$ -Untergründe	62
6.4.4	Drell-Yan-Z- Produktion	63
6.5	Signifikanz des Signals	63
6.6	Vergleich mit existierenden Analysen	64
6.7	Zusammenfassung	65
7	Analyse Zh ($h \rightarrow inv.$) in supersymmetrischen Szenarien	69
7.1	Übergang Pythia 6.2 - 6.3	69
7.2	Untersuchung des SUSY-Parameterraumes	70
7.3	Analyse der drei ausgewählten Punkte im pMSSM Parameterraum	77
7.3.1	Untergrundkanäle	79
7.3.2	Einfluss der Sfermionmassen	83
7.3.3	Einfluss von $\tan\beta$	83
7.3.4	Einfluss von m_A	84
7.3.5	Bestimmung des Signals und der Signifikanz	84
7.4	Interpretation der Analyse	85

8 Zusammenfassung	91
A Tabellen	93
B Massenspektren der SUSY-Punkte	95
C Akzeptierte Wirkungsquerschnitte	101
Literaturverzeichnis	107

Inhaltsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

2.1	Die fundamentalen Teilchen des Standardmodells	5
3.1	Parameter des pMSSM	17
4.1	Parameter des LHC im Proton-Proton-Betrieb	26
4.2	Übersicht über einige geplante Trigger des ATLAS-Experiments	31
5.1	Kinematische Werte von ATLFAST zur Isolation von elementaren Objekten	39
6.1	Produktionswirkungsquerschnitte der ZH -Produktion für verschiedene Higgs-Boson-Massen	44
6.2	Produktionswirkungsquerschnitte der wichtigsten Standardmodelluntergründe	46
6.3	Akzeptierte Wirkungsquerschnitte nach den jeweiligen Schnitten für Signal und Untergrund	49
6.4	Akzeptierte Wirkungsquerschnitte nach den jeweiligen Schnitten für verschiedene Higgs-Boson-Massen	50
6.5	Akzeptierte Wirkungsquerschnitte der $ZZ \rightarrow 4\ell$ und $ZZ \rightarrow \ell\nu\nu$ Selektionen	52
6.6	Isolationseffizienzen des ATLFAST-Isolationsalgorithmus von Leptonen und Neutrinos	55
6.7	Unterschiedliche W - und τ -Zerfallsmoden als Beitrag zum WZ-Untergrund	59
6.8	Akzeptierte Wirkungsquerschnitte der $WZ \rightarrow \ell\ell$ und $WZ \rightarrow \ell\ell\ell$ -Selektionen	61
6.9	Relative systematische Unsicherheiten der einzelnen Standardmodelluntergrundkanäle	63
6.10	Entdeckungspotential der Analyse und ξ_{95}^2	64
7.1	Vergleich der akzeptierten Wirkungsquerschnitte für Pythia 6.2 und Pythia 6.3	72
7.2	Wichtige Parameter der drei SUSY-Szenarien	78
A.1	Technische Details der Ereignissimulationen	93
A.2	Vergleich ausgewählter bisheriger durchgeführter Analysen ZH ($H \rightarrow inv.$)	94
A.3	Scanbereich der untersuchten SUSY-Punkte im mSugra-Modell	94

Tabellenverzeichnis

A.4	Scanbereich der untersuchten SUSY-Punkte im pMSSM-Modell	94
A.5	Verzweigungsverhältnisse des supersymmetrischen Higgs-Bosons in allen betrachteten Szenarien	94
B.1	Massenspektrum Szenario A (niedrige Sfermionmassen)	98
B.2	Massenspektrum Szenario B (niedrige Sfermionmassen)	99
B.3	Massenspektrum Szenario C (niedrige Sfermionmassen)	100
C.1	Akzeptierte Wirkungsquerschnitte, Szenario A: hohe Sfermionmassen, niedriges $\tan\beta$	101
C.2	Akzeptierte Wirkungsquerschnitte, Szenario A: niedrige Sfermionmassen, niedriges $\tan\beta$	101
C.3	Akzeptierte Wirkungsquerschnitte, Szenario B: hohe Sfermionmassen, niedriges $\tan\beta$	102
C.4	Akzeptierte Wirkungsquerschnitte, Szenario B: niedrige Sfermionmassen, niedriges $\tan\beta$	102
C.5	Akzeptierte Wirkungsquerschnitte, Szenario C: hohe Sfermionmassen, niedriges $\tan\beta$	102
C.6	Akzeptierte Wirkungsquerschnitte, Szenario C: niedrige Sfermionmassen, niedriges $\tan\beta$	103
C.7	Akzeptierte Wirkungsquerschnitte, Szenario A: hohe Sfermionmassen, mittleres $\tan\beta$	103
C.8	Akzeptierte Wirkungsquerschnitte, Szenario A: niedrige Sfermionmassen, mittleres $\tan\beta$	103
C.9	Akzeptierte Wirkungsquerschnitte, Szenario B: hohe Sfermionmassen, mittleres $\tan\beta$	104
C.10	Akzeptierte Wirkungsquerschnitte, Szenario B: niedrige Sfermionmassen, mittleres $\tan\beta$	104
C.11	Akzeptierte Wirkungsquerschnitte, Szenario C: hohe Sfermionmassen, mittleres $\tan\beta$	104
C.12	Akzeptierte Wirkungsquerschnitte, Szenario C: niedrige Sfermionmassen, mittleres $\tan\beta$	105

Abbildungsverzeichnis

2.1	Higgs-Boson Produktionsmechanismen am LHC	8
2.2	Standardmodell Higgs-Boson Produktionswirkungsquerschnitte am LHC	9
2.3	Standardmodell Higgs-Boson Verzweigungsverhältnisse.	10
3.1	Verzweigungsverhältnis von Higgs-Bosonen in Phionen	12
3.2	Verzweigungsverhältnis von Higgs-Bosonen in Neutrinos der vierten Generation	13
3.3	Verzweigungsverhältnis von Higgs-Bosonen in KK-Anregungen	14
4.1	Schematische Übersicht der Anordnung der LHC-Experimente	24
4.2	Wirkungsquerschnitte und Produktionsraten für einige am LHC wichtige Physikprozesse	25
4.3	Schematische Übersicht über die einzelnen Komponenten des ATLAS Detektors	27
6.1	Transversales Impulsspektrum des Higgs-Bosons für unterschiedliche Higgs-Boson-Massen	44
6.2	Signal und Untergrundverteilungen: invariante Lepton-Lepton-Masse, fehlende transversale Energie, Anzahl rekonstruierter Jets, transversale Masse	48
6.3	Isolationseffizienz Lepton/Neutrino in Abhängigkeit der maximalen Entfernung des Assoziierten Clusters, ohne reelle Photonabstrahlung	55
6.4	Isolationseffizienz Lepton/Neutrino in Abhängigkeit der maximalen Entfernung des assoziierten Clusters, mit reeller Photonabstrahlung	56
6.5	Isolationseffizienz Lepton/Neutrino in Abhängigkeit der maximalen Isolationsclustersumme	57
6.6	Die p_T - und η -Verteilung des ZZ-Systems in der Normierung nach gelockerten und nach allen Schnitten	58
6.7	Kompabilität der p_T -Verteilungen zwischen dem dritten identifizierten Lepton und dem Tau-Lepton in der WZ-Normierung	61
6.8	Invariantes Massenspektrum der flachen Standardmodelluntergrundkanäle WW und $t\bar{t}$	62

Abbildungsverzeichnis

6.9	Ausschlussgrenzen für die Suche nach einem unsichtbar zerfallenden Higgs Boson	67
7.1	Higgs-Boson Produktionswirkungsquerschnitte für <code>Pythia 6.2</code> und <code>Pythia 6.3</code> ; Abhängigkeit des Higgs-Bosons Produktionswirkungsquerschnitts von der Renormierungsskala μ	71
7.2	Transversales Impulsspektrum des höchstenergetischen Jets für verschiedene Schauer-Algorithmen	71
7.3	Verzweigungsverhältnisse $h \rightarrow \chi_1^0 \chi_1^0$ und Massendifferenzen $\Delta m(\chi_2^0, \chi_1^0)$ des SUSY-Scans μ vs. M_1	75
7.4	Verzweigungsverhältnisse $h \rightarrow \chi_1^0 \chi_1^0$ und Massendifferenzen $\Delta m(\chi_2^0, \chi_1^0)$ des SUSY-Scans M_2 vs. M_1	76
7.5	Verzweigungsverhältnisse $h \rightarrow \chi_1^0 \chi_1^0$ des SUSY-Scans $\tan \beta$ vs. M_A	77
7.6	Invariantes Leptonmassenspektrum für den SM-Prozess WW im Vergleich zur Slepton-Produktion	80
7.7	Transversale Energie des höchstenergetischen Jets für die supersymmetrischen Produktionsprozesse	81
7.8	Einfluss der Neutralinomassendifferenz auf die Massenspektren der rekonstruierten Z-Bosonen	82
7.9	Akzeptierte Wirkungsquerschnitte der SUSY-Punkte für niedrige Sfermionmassen und niedriges $\tan \beta$	87
7.10	Erwartete Signifikanzen im $\ell\ell\nu_T$ -Kanal für das Szenario A	88
7.11	Erwartete Signifikanzen im $\ell\ell\nu_T$ -Kanal für das Szenario B	89
7.12	Erwartete Signifikanzen im $\ell\ell\nu_T$ -Kanal für das Szenario C	90
B.1	Massenspektrum Szenario A	96
B.2	Massenspektrum Szenario B	97
B.3	Massenspektrum Szenario C	97

1 Einleitung

Seit jeher sind Physiker auf der Suche nach einer einheitlichen Beschreibung der Materie. Die Erforschung des Zusammenspiels elementarer Teilchen führte im Laufe der Jahrhunderte auf das Standardmodell der Teilchenphysik. Es beschreibt im Rahmen einer $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ -Eichtheorie die Wechselwirkung auf kleinsten Längen- und Massenskalen und wurde bisher durch keine Messung widerlegt.

Neben dem Standardmodell existiert die Allgemeine Relativitätstheorie, die die Gravitation beschreibt und nur für große Längen- und Massenskalen gültig ist. Bisher konnten beide Theorien nicht konsistent miteinander in Beziehung gesetzt werden. Dies bestärkt die Vermutung, dass das Standardmodell im bisher zugänglichen Energiebereich nur eine Näherung einer fundamentalen Theorie darstellt. Diese **Grand Unified Theory** (GUT) sollte bei hohen Energien alle Wechselwirkungen miteinander vereinen.

Viele verschiedene neue Theorien werden untersucht, um die Vereinigung der im Standardmodell beschriebenen Wechselwirkungen und der Gravitation zu vollziehen. Eine mögliche Extension des Standardmodells ist die Supersymmetrie. Die Attraktivität der Supersymmetrie liegt darin, dass es möglich scheint, die Gravitation auf elementaren Längenskalen einzubeziehen. Neben der Supersymmetrie gibt es noch andere Möglichkeiten, das Standardmodell zu erweitern.

In allen Theorien, die eine Erweiterung des Standardmodells darstellen, erwartet man Effekte, die über die Bekannten und Erwarteten des Standardmodells hinausgehen. So kann in vielen BSM¹-Modellen die Phänomenologie des Higgs-Bosons, welches als einziges aller Standardmodellteilchen noch nicht entdeckt wurde, deutlich modifiziert werden: Zum Beispiel werden Zerfälle des Higgs-Bosons in unsichtbare Teilchen vorhergesagt. Diese neuen Teilchen können im Detektor nur schwer und auf indirektem Weg nachgewiesen werden.

Am Large Hadron Collider am CERN werden zur Zeit vier neue Teilchendetektoren aufgebaut. Deren Ziel ist es unter anderem, das Higgs-Boson nachzuweisen und das Standardmodell zu bestätigen oder zu revidieren. Im ATLAS-Detektor, eines dieser vier Experimente, sollte – sofern es existiert – das Standardmodell-Higgs-Boson innerhalb kurzer Zeit entdeckt werden. Wenn nun in der Natur eine Theorie realisiert ist, die über das Standardmodell hinausgeht, kann ein Higgs-Boson, welches durch diese Theorie beschrieben wird, im Detektor Signaturen hinterlassen. Diese Signaturen müssen im Standardmodell nicht

¹Beyond Standard Model

1 Einleitung

notwendigerweise vorhanden sein.

Im Rahmen dieser Arbeit wird deshalb untersucht, inwieweit ein unsichtbar zerfallendes Higgs-Boson im ATLAS-Experiment nachweisbar ist. Das Potential dieses nachzuweisen, wird von dem jeweiligen Modell abhängig sein, welches das Standardmodell erweitert.

Die Suche nach unsichtbaren Higgs-Bosonen ist in dieser Arbeit wie folgt aufgebaut: In Kapitel 2 werden kurz die Grundlagen des Standardmodells beschrieben, danach folgt in Kapitel 3 die Vorstellung einiger Theorien, die das Standardmodell mit einer unsichtbaren Higgs-Boson-Phänomenologie erweitern können. Kapitel 4 und 5 beschreiben den ATLAS-Detektor, auf dessen Grundlage die Detektorsimulationen aufbauen, sowie die dazugehörige Software, die in dieser Arbeit verwendet wurde. In den Kapiteln 6 und 7 werden die zwei Analysen beschrieben, die jeweils ein unterschiedliches BSM-Modell für einen unsichtbaren Higgs-Boson Zerfall annehmen. Dazu wird die simulierte Detektorsignatur eines unsichtbaren Higgs-Bosons verwendet, um den Signalprozess zu selektieren. Die Unsicherheit der Untergrundkanäle wird dann aus den simulierten Daten abgeschätzt, um so das Entdeckungspotential angeben zu können. In Kapitel 8 schließlich folgt die Zusammenfassung der in dieser Arbeit gefundenden Resultate.

2 Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik

Das Standardmodell der Teilchenphysik ist eine Theorie, die das Verhalten der Teilchen und Kräfte auf den bisher kleinsten zugänglichen Längenskalen beschreibt. Es verbindet dabei spezielle Relativitätstheorie und Quantenmechanik, die dann im Rahmen einer allgemein gültigen Quantenfeldtheorie formuliert werden. Dabei gelingt es dem Standardmodell, alle Teilchen und Felder in konsistenter Weise miteinander in Beziehung zu setzen.

2.1 Grundlage - das Prinzip der Eichtransformation in der Teilchenphysik

Ein fermionisches Feld f der Masse m wird durch die Lagrangedichte

$$\mathcal{L}_f = \bar{f}(x)(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)f(x) \quad (2.1)$$

beschrieben. Analog zur klassischen Kontinuumsmechanik gelangt man über die Variation der Wirkung zu den Euler-Lagrange Bewegungsgleichungen (ELG). Für ein solches fermionisches Feld eines einzelnen Teilchens ergeben die ELG die bekannte Dirac-Gleichung

$$(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)f(x) = 0 \quad (2.2)$$

Diese Gleichung beschreibt nun die Bewegung eines Teilchens, allerdings noch ohne Einfluss jeglicher Kraft. Um einen Wechselwirkungsterm hinzuzufügen, ist es möglich, das Fermionfeld einer Eichtransformation zu unterziehen. Ist die Eichtransformation eine lokale - d.h. vom Ort des Teilchens abhängig - werden die zusätzlich auftauchenden Terme in der Lagrangedichte als die Felder der Wechselwirkung interpretiert. Das einfachste Beispiel einer Eichtransformation jedoch ist eine globale Eichtransformation. Dies ist beispielsweise die Multiplikation des Fermionfeldes mit einem konstanten Faktor:

$$U_1 = e^{i\alpha} \quad (2.3)$$

Das Fermionfeld geht dann über in

$$f(x) \rightarrow f'(x) = U_1(x) f(x) = e^{i\alpha} f(x) \quad (2.4)$$

2 Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik

Dies ändert die Lagrangedichte nicht. Ist die Transformation U jedoch von den Koordinaten x des Fermionfeldes abhängig, so entstehen durch die Ableitung zusätzliche Terme, die die ursprüngliche Lagrangedichte verändern. Um diese Veränderung zu kompensieren, wird die Ableitung in Gleichung 2.1 durch eine sogenannte kovariante Ableitung ersetzt:

$$\partial_\mu \rightarrow \mathcal{D}_\mu = \partial_\mu + igA_\mu(x) \quad . \quad (2.5)$$

Für das in der kovarianten Ableitung neu eingeführte Feld A_μ wird zudem das Transformationsverhalten unter der $U(1)$ -Transformation aus (2.3) neu festgelegt.

$$A_\mu(x) \rightarrow A'_\mu(x) = A_\mu(x) - \frac{1}{g}\partial_\mu\alpha(x) \quad . \quad (2.6)$$

An Gleichung 2.6 ist zu erkennen, dass für den Fall einer globalen Eichtransformation $\alpha(x) = \alpha = \text{const}$ das transformierte Feld sich nicht ändert. Der zusätzliche Term in Gleichung 2.5 hat die Aufgabe, die Eichinvarianz wieder zu gewährleisten. Gleichzeitig führt er das Feld der Wechselwirkung zwischen den Teilchen ein. Zusammengefasst ist die Forderung nach lokaler Eichinvarianz der Lagrangedichte eine Form der Einbindung der Kraftfelder zwischen den Teilchen. Dies ist das fundamentale Prinzip der Eichtheorien des Standardmodells.

2.2 Teilchen und Felder

Das Standardmodell klassifiziert die bekannten Teilchen nach Spin und Wechselwirkung. Zur Zeit sind vier Arten von Wechselwirkungen bekannt: die elektromagnetische, die schwache und die starke Kraft, sowie die Gravitation. Die Gravitation kann im Rahmen des Standardmodells jedoch noch nicht eingebunden werden¹. Die Teilchen des Standardmodells sind in Tabelle 2.1 dargestellt. Von den Leptonen und Quarks gibt es jeweils drei Generationen. Die ungeladenen Leptonen - die Neutrinos - nehmen nur an der schwachen Wechselwirkung teil, die geladenen Leptonen zusätzlich auch an der elektromagnetischen. Die Quarks unterliegen darüber hinaus noch der starken Kraft. Vermittelt werden die Kräfte durch Teilchen mit geradzahligem Spin, den Vektorbosonen. Die elektromagnetische Kraft wird vermittelt durch die Photonen, die W- und Z Bosonen sind Austauscheteilchen der schwachen Kraft und die 8 Gluonen sind die Feldteilchen der starken Kraft. Als einzige Teilchen im Standardmodell sind die Photonen masselos².

In Kapitel 2.1 ist das Prinzip der Eichung skizziert worden. In den Anfängen der Quantenfeldtheorie wurde versucht, alle Wechselwirkungen durch eine einzige Eichtransformation zu beschreiben. Glashow, Salam, Weinberg ist dies Ende der 60er Jahre für die elektromagnetische und schwache Kraft gelungen, die elektroschwache Kraft, die die Eichgruppe $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ als Grundlage einer lokalen, nicht-abelschen Quantenfeldtheorie

¹Bisher wurde noch keine Eichgruppe für die Gravitonen (Spin 2 Teilchen) gefunden.

²Es gilt als akzeptiert, dass Neutrinos Masse besitzen [1].

2.3 Prinzip der Eichgruppen und Eichtransformationen

Name		Spin	Felder	Quantenzahlen		
				Hyperladung Y	Isospin I	SU(3) Darstellung
Leptonen	L	$\frac{1}{2}$	$(\nu_{eL}), (\nu_{\mu L}), (\nu_{\tau L})$	-1/2	1/2	Singlett
	e		$(e_R), (\mu_R), (\tau_R)$	-1	0	Singlett
Quarks	Q	$\frac{1}{2}$	$(u_L), (c_L), (t_L)$	1/6	1/2	Triplet
	u		$(u_R), (c_R), (t_R)$	4/6	0	Triplet
	d		$(d_R), (s_R), (b_R)$	-2/6	0	Triplet
Higgs Feld		0	(ϕ_1)	1/2	1/2	Singlett
U(1) Eichboson		1	B	0	0	Singlett
SU(2) Eichbosonen		1	W^1, W^2, W^3	0	1	Singlett
→ Physikalische Eichfelder		1	A, W^\pm, Z	-	-	-
SU(3) Eichbosonen		1	g^1, g^2, \dots, g^8	0	0	Oktett

Tabelle 2.1: Die Teilchen des Standardmodells. Die Quarkfelder, sowie die Eichbosonenfelder bilden Masseneigenzustände durch geeignete Mischung der Felder untereinander.

hat. Später folgte die Beschreibung der starken Wechselwirkung (Quantenchromodynamik) durch die Eichgruppe $SU(3)_C$. Dies führte zur $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ -Eichgruppe des Standardmodells.

2.3 Prinzip der Eichgruppen und Eichtransformationen

Wie in Abschnitt 2.1 geschildert, ist die Existenz von Kraftfeldern Folge einer lokalen Eichinvarianz der Lagrangedichte. So werden die Kraftfelder in die Lagrangedichte einbezogen.

2.3.1 Die Eichgruppe der elektroschwachen

Wechselwirkung $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$

Lokale Eichinvarianz unter einer $SU(2) \times U(1)$ Transformation bedeutet für die elektroschwache Kraft die Existenz von vier Feldern, B, W^1, W^2, W^3 . Diese Felder haben keine physikalische Bedeutung. Erst eine geeignete Mischung dieser Felder verknüpft diese mit den in Experimenten beobachteten Teilchen, Z, W^\pm und γ , wobei die Stärke der Mischung durch den schwachen Mischungswinkel θ_W bestimmt wird:

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \mp iW_\mu^2) \quad (2.7)$$

$$\begin{pmatrix} A_\mu \\ Z_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & -\sin \theta_W \\ \sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_\mu \\ W_\mu^3 \end{pmatrix} \quad (2.8)$$

2 Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik

Unterhalb einer bestimmten Energieskala – die experimentell auf ca. 246 GeV festgelegt werden kann – nimmt man nun an, dass die gemeinsame Symmetrie gebrochen wird und sich die jeweiligen Anteile der Eichgruppe $SU(2)_L$ und $U(1)_Y$ trennen, welche man prinzipiell unabhängig voneinander beobachten könnte. Oberhalb dieser Skala werden beide Wechselwirkungen gleich stark und man spricht nur noch von der elektroschwachen Kraft.

2.3.2 Die Eichgruppe der starken Wechselwirkung $SU(3)_C$

Die Eichgruppe $SU(3)_C$ wirkt nur auf Quarks. Alle anderen Teilchen des Standardmodells werden bei einer lokalen Eichtransformation unter dieser Gruppe nicht berührt³. Die Dimension $N = 3$ dieser Untergruppe hat zur Folge, dass es $N \cdot N - 1 = 8$ Generatoren für diese Transformation gibt, die als Gluonfelder interpretiert werden. Sie tragen als Quantenzahl der starken Wechselwirkung die Farbladung.

2.4 Die Massen und der Higgs-Mechanismus

2.4.1 Probleme der Massenerzeugung

Massenterme lassen sich in die Lagrangedichte eines Dirac-Fermionfeldes leicht einfügen: $\mathcal{L}_\phi = -\frac{1}{2}m|\phi(x)|^2$. Solch ein Massenterm ist eichinvariant. Ein Problem ergibt sich jedoch bei den Massentermen der Eichbosonen, durch die Transformation des Vektorfeldes analog zu Gleichung 2.6 entsteht durch die Ableitung ein zusätzlicher Term, zu dem es kein passendes Äquivalent gibt. Unter einer lokalen Eichtransformation wie der $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ oder der $SU(3)_C$ ist dieser Term nicht eichinvariant. Dies ist ein schwerwiegendes Problem, da mit dieser Lagrangedichte keine Relation zu einem physikalischen Feld hergestellt werden kann. Der Higgs-Mechanismus löst dieses Problem auf besondere Weise.

2.4.2 Der Higgs-Mechanismus

Das Higgs-Feld wird in die Theorie über die Higgs-Lagrangedichte eingeführt, diese lässt sich in folgender Form schreiben:

$$\mathcal{L}_\phi = |\mathcal{D}_\mu \phi(x)|^2 - V(\phi) \quad , \quad (2.9)$$

wobei das Higgs-Potential wie folgt gewählt wird⁴:

$$V(\phi) = \mu^2 |\phi(x)|^2 + \lambda |\phi(x)|^4 \quad . \quad (2.10)$$

³Sie bilden Singletts bezüglich einer solchen Transformation.

⁴Manche Notationen verwenden ein λ^2 .

2.4 Die Massen und der Higgs-Mechanismus

Ist der Parametersatz nun so gewählt, dass $\mu^2 < 0$ und $\lambda > 0$, so liegt das nichttriviale Minimum des Potentials nun auf einer Fläche mit

$$|\phi(x)|^2 = \phi^\dagger(x)\phi(x) = \frac{1}{2} (\phi_1^2(x) + \phi_2^2(x) + \phi_3^2(x) + \phi_4^2(x)) = -\frac{\mu^2}{2\lambda} \equiv v^2 \quad . \quad (2.11)$$

Wird nun anstelle des trivialen Grundzustandes ($|\phi(x)|^2 \equiv 0$) der neue Grundzustand ($|\phi(x)|^2 \equiv v^2$) gewählt, also das Higgs-Feld in diesen Minimumzustand transformiert, erhält man eine neue Lagrangedichte. Diese enthält dann Terme der Form:

$$-\frac{1}{2} (2\lambda v^2) H^2(x) \quad , \quad (2.12)$$

sowie

$$\frac{1}{2} \left(\frac{vg}{2}\right)^2 \left(2W_\mu^- W^{+\mu} + \frac{Z_\mu Z^\mu}{\cos^2\theta_W}\right) \quad . \quad (2.13)$$

Diese Terme stellen nun den Massenanteil der entwickelten - und lokal eichinvarianten - Lagrangedichte dar, der Higgs-Mechanismus liefert automatisch die Massen des Higgs-Bosons, der W und Z Bosonen. Der Parameter v lässt sich aus Messungen an den W und Z Bosonen bestimmen, sein Wert liegt bei $v \approx 246 \text{ GeV}/c^2$. Der Parameter λ aber bleibt unbekannt und somit auch die Higgsmasse selbst. Eine obere Grenze kann allerdings aus Unitaritätsbedingungen für die WW-Streuung zu etwa $m_h < 1 \text{ TeV}/c^2$ abgeleitet werden, elektroschwache Präzisionsmessungen setzen das obere Limit bei einer Vertrauensgrenze von 95% auf $m_h < 285 \text{ GeV}/c^2$ herab [2].

2.4.3 Die Massen der Eichbosonen und der Fermionen

Die Terme aus Gleichung 2.13 können direkt als Massenterme der Form $\mathcal{L}_\phi = -\frac{1}{2}m|\phi(x)|^2$ interpretiert werden, und man erhält daraus in führender Ordnung Störungstheorie die Massen für die W und Z Bosonen zu $m_W = \frac{vg}{2}$, $m_Z = \frac{vg}{2\cos\theta_W} = \frac{m_W}{\cos\theta_W}$.

Ein Nachteil des Higgs-Mechanismus ist, dass die Massen der Fermionen nicht natürlich in die entsprechenden Lagrangeterme eingebunden werden. Stattdessen ist es notwendig, die Fermionfelder manuell an das Higgs-Feld zu koppeln, um einen eichinvarianten Massenterm in der Lagrangedichte zu erhalten. Diese Kopplung bezeichnet man als Yukawa-Kopplung. Die Kopplung des Higgs-Feldes an die Fermionen ist proportional zur Fermionmasse. Es gibt für jeden Typ Fermion eine Yukawa-Kopplung, die in keinerlei Beziehung zueinander stehen und prinzipiell frei wählbar sind. Darüber hinaus mischen die einzelnen Quarkfamilien untereinander über die CKM⁵-Mischungsmatrix. Dadurch erhält man vier neue Parameter.

⁵Cabbibo-Kobayashi-Maskawa

2.5 Das Higgs-Boson

2.5.1 Produktionsmechanismen

Am Large Hadron Collider (LHC) kann das Higgs-Boson auf unterschiedliche Weisen erzeugt werden. Die Feynmangraphen der Produktionskanäle sind in Abbildung 2.1 gezeigt. Weitgehend unabhängig von der Higgsmasse ist die Gluon-Fusion der dominante Produktionsmechanismus, gefolgt von der Vektor-Bosonen-Fusion (VBF). Etwa zwei Größenordnungen niedriger liegen die Wirkungsquerschnitte für die Produktion mit einem assoziierten Eichboson, beziehungsweise die Produktion mit einem assoziierten $t\bar{t}$ Paar. In Abbildung 2.2 werden die Produktionswirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von der Higgs-Boson-Masse dargestellt.

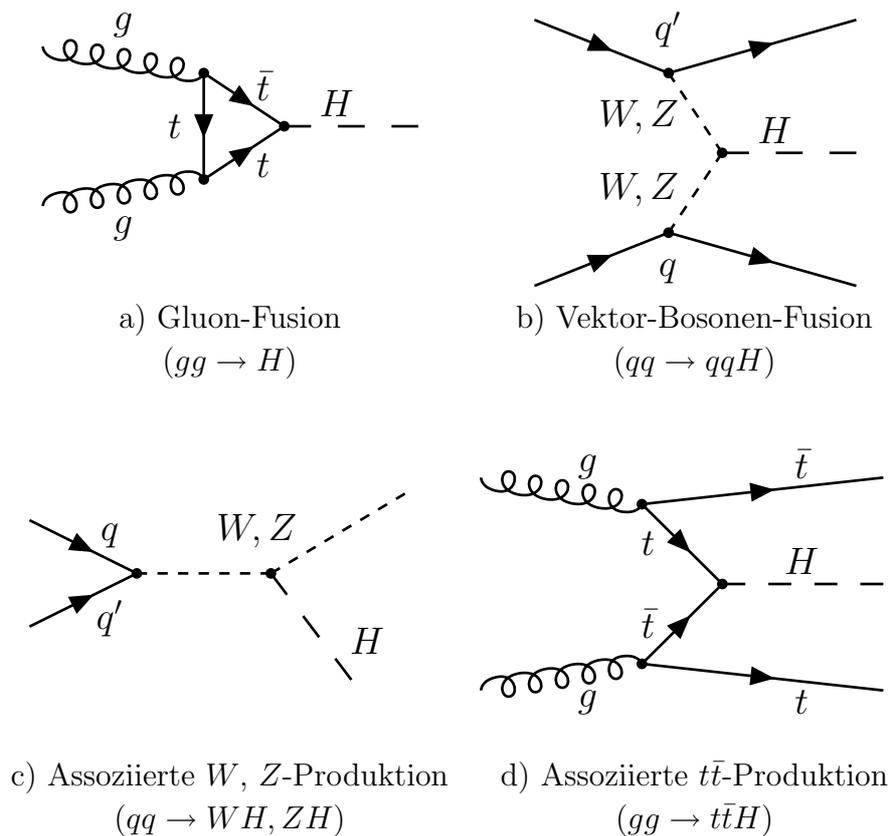


Abbildung 2.1: *Higgs-Boson Produktionsmechanismen am LHC. Die Produktionskanäle sind nach absteigendem Wirkungsquerschnitt angeordnet.*

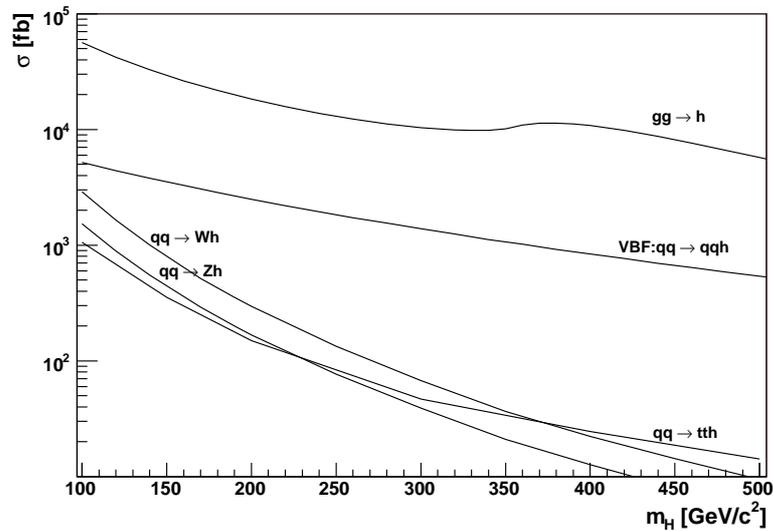


Abbildung 2.2: Standardmodell Higgs-Boson Produktionswirkungsquerschnitte am LHC. Die Werte schließen Korrekturen höherer Ordnung (Next-to-Leading-Order) ein [3].

2.5.2 Zerfallskanäle

Das Higgs-Boson kann aufgrund seiner Kopplung über die Masse in alle Teilchen des Standardmodells zerfallen. Die Forderung nach Erhaltung der Quantenzahlen der $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ und $SU(3)_C$ Eichgruppen schränkt die Möglichkeit insoweit ein, dass immer nur Teilchen-Antiteilchen als gemeinsame Zerfallsprodukte auftreten können.

Das Verzweungsverhältnis in die verschiedenen Endzustände ist stark abhängig von der Higgs-Boson Masse. Für den leichten Higgsmassenbereich ($m_h \lesssim 150 \text{ GeV}/c^2$) – der von den elektroschwachen Präzisionsmessungen favorisiert wird – zerfällt das Higgs-Boson überwiegend in ein Paar von b-Quarks oder in ein Tau-Paar. Ein mittel- bis schweres Higgs-Boson wird fast vollständig in ein Paar von Eichbosonen zerfallen. In Abbildung 2.3 wird das Verzweungsverhältnis des Higgs-Bosons in Abhängigkeit von seiner Masse gezeigt.

2.5.3 Bisherige Suchen nach dem Higgs-Boson

Der Elektron-Positron Kreisbeschleuniger LEP am CERN und die vier beteiligten Experimente ALEPH, DELPHI, L3, OPAL [5, 6, 7, 8] haben während dessen Betriebszeit 1989-2000 das Higgs-Boson gesucht [9]. Ein direkter Nachweis konnte nicht erbracht werden⁶. Jedoch können aus den Suchergebnissen untere Grenzen auf die Higgs-Boson Masse abge-

⁶Es gibt einen Überschuss an higgsähnlichen Signalen für $m_h \approx 115 \text{ GeV}/c^2$, der jedoch statistisch nicht signifikant ist.

2 Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik

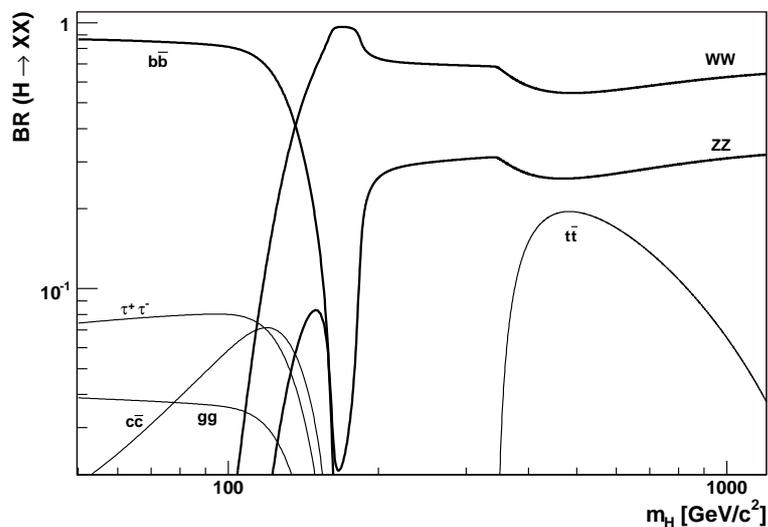


Abbildung 2.3: *Standardmodell Higgs-Boson Verzweungsverhältnisse. Die Werte wurden mit HDECAY [4] berechnet.*

leitet werden. Die Suche ergab eine untere Grenze der Higgs-Boson Masse zu $m_h = 114.4 \text{ GeV}/c^2$.

Am Proton-Antiproton Beschleuniger Tevatron [10] in Chicago, welcher derzeit noch in Betrieb ist und einen weiteren Higgsmassenbereich als LEP abdecken kann konnte das Higgs-Boson bisher ebenfalls noch nicht entdeckt werden. Die integrierte Luminosität des Beschleunigers liegt noch weit unterhalb der Luminosität, die nötig wäre, um ein Standardmodell Higgs-Boson mit einer Masse von ca. $120 \text{ GeV}/c^2$ nachzuweisen.

3 Erweiterungen des Standardmodells: Unsichtbare Higgs-Boson-Zerfälle

Trotz der großen Genauigkeit, die das Standardmodell bisher zur Überprüfung der Messungen liefert, fehlen dem Modell wichtige Eigenschaften, um weitere Phänomene der Elementarteilchenphysik, aber auch der Kosmologie, erklären zu können. Man sucht deshalb nach Erweiterungen des Standardmodells, die dazu in der Lage sind. In manchen Erweiterungen des Standardmodells, sogenannten BSM-Modellen¹ kann das Higgs-Boson auch in unsichtbare Endzustände zerfallen, was im Standardmodell nicht der Fall ist². Ein Nachweis eines unsichtbar zerfallenden Higgs-Bosons kann so direkt die Realisierung eines BSM deklarieren. Einige BSM-Modelle werden nun kurz vorgestellt.

3.1 Diverse Modelle

3.1.1 Skalares Singlett-Feld, Phion-Modell

Die allgemeinste und einfachste Form, einen unsichtbaren Zerfallskanal für das Higgs-Boson zu öffnen, besteht darin, der Standardmodell-Lagrange-Dichte ein skalares Feld hinzuzufügen [11, 12, 13]. Koppelt das Higgs-Boson stark genug an dieses skalare Feld, ist ein großes Verzweigungsverhältnis in diese Skalare möglich. Wechselwirken diese skalaren Teilchen nun weder elektroschwach, noch stark, sondern nur gravitativ – sie bilden dann einen Singlettzustand unter der Eichtransformation des Standardmodells – führt dies zu einem unsichtbaren Higgs-Boson-Zerfall. Solch ein Feld, im Folgenden Phionfeld [13] genannt, kann im Lagrangeformalismus wie folgt dargestellt werden:

$$\mathcal{L}_{\text{skalar}} = \mathcal{L}_{\phi} + \mathcal{L}_{\text{Phion}} + \mathcal{L}_{\text{Wechselwirkung}} \quad , \quad (3.1)$$

wobei die Lagrangedichte des Higgs-Bosons \mathcal{L}_{ϕ} der des Standardmodells entspricht. Die Lagrangedichte des versteckten Sektors, dessen Teilchen mit Phionen bezeichnet werden, ist mit der Formel

$$\mathcal{L}_{\text{Phion}} = -\frac{1}{2}\partial_{\mu}\Phi\partial^{\mu}\Phi - \frac{1}{2}m_{\Phi}^2\Phi^2 - \frac{\kappa}{8N}(\Phi^2)^2 \quad (3.2)$$

¹Beyond Standard Model

² $H \rightarrow ZZ \rightarrow \nu\nu\nu\nu$ spielt keine Rolle.

3 Erweiterungen des Standardmodells: Unsichtbare Higgs-Boson-Zerfälle

beschreibbar. Der Wechselwirkungsterm mit dem Higgs-Feld [13] schreibt sich als

$$\mathcal{L}_{\text{Wechselwirkung}} = -\frac{\omega}{2\sqrt{N}}\Phi^2|\phi|^2 \quad (3.3)$$

ω , κ und m_Φ sind freie Parameter des Phionfeldes. N ist die Größe des Vektors Φ der skalaren Phion-Felder. Analog zum Higgs-Potential ergibt ein Vakuumerwartungswert ungleich null eine Kopplung der Phionen an das Higgs-Feld und bei entsprechender Wahl von ω und κ ist die Zerfallsbreite des Higgs-Bosons in Phionen dominant gegenüber der Standardmodell Higgs-Zerfallsbreite. Die Zerfallsbreite des Higgs-Bosons in Phionen ist im Grenzfall $N \rightarrow \infty$ ist gegeben durch³

$$\Gamma_{H \rightarrow \text{Phionen}} = \frac{\omega^2 v^2}{32\pi m_H} = \frac{\omega^2 (\sin \theta_W \cos \theta_W M_Z)^2}{32\pi^2 \alpha m_H} \quad (3.4)$$

Abbildung 3.1 zeigt die verschiedenen Verzweigungsverhältnisse des Higgs-Bosons für ein solches Modell. Links dargestellt ist das Verzweigungsverhältnis $H \rightarrow \Phi\Phi$ in Abhängigkeit des Parameters ω . Rechts sind die Verzweigungsverhältnisse aller Higgs-Boson-Zerfallskanäle über den gesamten Higgs-Massenbereich aufgetragen, wenn der Phionzerfallskanal einbezogen wird.

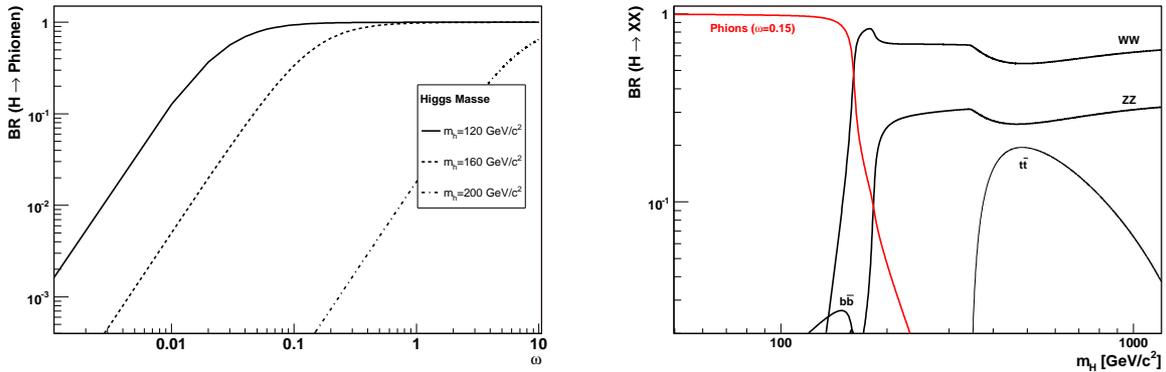


Abbildung 3.1: Links: Das Verzweigungsverhältnis des Higgs-Bosons in Phionen in Abhängigkeit vom Parameter ω für verschiedene Higgs-Boson-Massen. Rechts: Das Higgs-Boson-Verzweigungsverhältnis für $H \rightarrow \Phi\Phi$ und die reduzierten Standardmodellverzweigungsverhältnisse für $\omega = 0.15$.

3.1.2 Neutrinos der vierten Generation

In Anbetracht der Tatsache, dass Neutrinos doch Masse besitzen können [1], gibt es die Möglichkeit eines Higgs-Boson Zerfalls in zwei Neutrinos einer möglichen vierten (Fermion-)

³Für $N \rightarrow \infty$ gilt $m_\Phi \equiv 0$.

Generation [14]. Die Existenz solch schwerer Neutrinos ist kompatibel mit einem Fit an elektroschwache Präzisionsdaten [15], wenn die Masse dieser schweren Neutrinos unterhalb der W-Masse liegt. Die bei LEP gemessene Z-Breite verlangt allerdings eine untere Massengrenze von $45 \text{ GeV}/c^2$ für eine neue Generation Neutrinos. Sollte aber eine zusätzliche Neutrinofamilie existieren ($m_{\nu^{4th.}} \approx 50 - 70 \text{ GeV}/c^2$, und mit einer Lebensdauer, groß genug, um den Detektor zu verlassen und außerhalb des Detektors zu zerfallen), so wird die partielle Higgs-Zerfallsbreite für $H \rightarrow \nu^{4th.}\nu^{4th.}$ [16] durch

$$\Gamma_{H \rightarrow \nu^{4th.}\nu^{4th.}} = \frac{\sqrt{2}}{8\pi} G m_{\nu}^2 m_H \left(1 - \frac{4m_{\nu}^2}{m_H^2}\right)^{3/2} \quad (3.5)$$

beschrieben. Oberhalb der Schwelle $m_h > 2m_{\nu}$ wird dann der Neutrinozerfallskanal dominant werden. Das Verzweungsverhältnis $H \rightarrow \nu^{4th.}\nu^{4th.}$ für eine Neutrinomasse von $50 \text{ GeV}/c^2$ ist zusammen mit den Standardmodell-Zerfallskanälen in Abbildung 3.2 gezeigt.

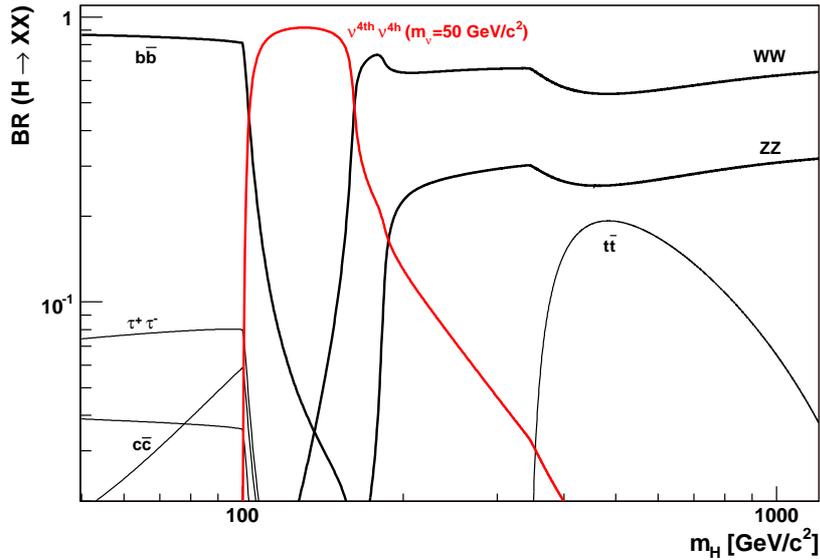


Abbildung 3.2: Die Higgs-Boson-Verzweigungsverhältnisse einschließlich $BR(H \rightarrow \nu^{4th.}\nu^{4th.})$ für $m_{\nu^{4th.}} = 50 \text{ GeV}/c^2$. Im leichten Higgs-Massenbereich dominiert dieser Kanal die Zerfälle in Standardmodellteilchen $H \rightarrow b\bar{b}$, $H \rightarrow \tau\bar{\tau}$.

3.1.3 Neue Dimensionen

Eine weitere Möglichkeit, ein Higgs-Boson mit unsichtbaren Endzuständen zu erhalten, ist die Existenz von zusätzlichen Dimensionen [17]. In Modellen mit Extra-Dimensionen kann

3 Erweiterungen des Standardmodells: Unsichtbare Higgs-Boson-Zerfälle

die Wechselwirkung des Higgs-Feldes mit der skalaren Ricci-Krümmung einen Zerfall des Higgs-Bosons in graviskalare Kaluza-Klein-Anregungen bewirken. Die hierzu korrespondierende unsichtbare Breite berechnet sich zu [18]

$$\Gamma_{H \rightarrow \text{inv}} = \frac{12\pi^{\delta/2+1}}{\Gamma(\delta/2)} \frac{\xi^2}{M_D^{2+\delta}} v^2 m_h^{\delta+1} \frac{\delta-1}{\delta+2}, \quad (3.6)$$

wobei ξ ein frei wählbarer Parameter des Modells ist. δ bezeichnet die Anzahl zusätzlicher Dimensionen und M_D ein Massenparameter der Ordnung $\mathcal{O}(10^3)$ GeV/c². Die Higgs-Boson-Verzweigungsverhältnisse für ein Modell mit zwei zusätzlichen, kompakten Dimensionen werden in Abbildung 3.3 dargestellt.

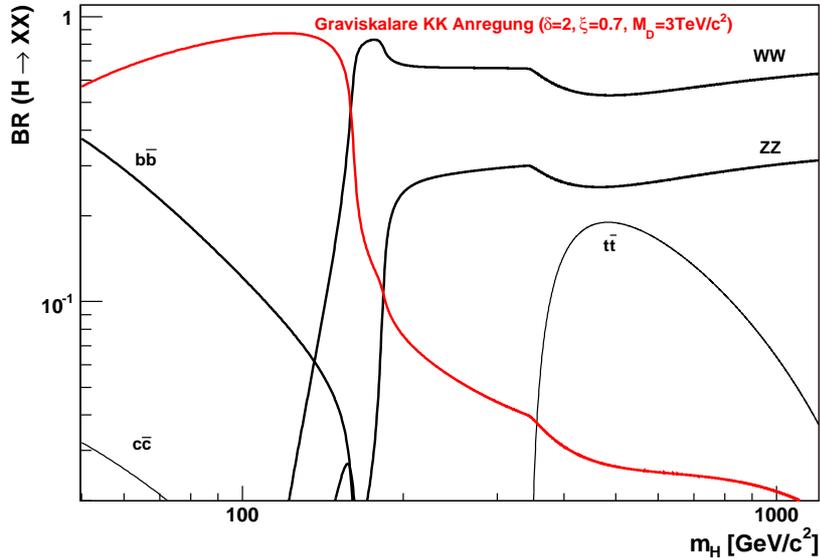


Abbildung 3.3: Das Higgs-Boson-Verzweigungsverhältnis für ein Higgs-Boson in eine graviskalare Anregung, wobei die Parameter des Modells zu $\xi = 0.7$ und $M_D = 3 \text{ TeV}/c^2$ festgesetzt wurden. Daneben sind die reduzierten Standardmodell-Verzweigungsverhältnisse eingezeichnet. Im leichten Higgs-Massenbereich dominiert dieser Kanal die Zerfälle in Standardmodellteilchen $H \rightarrow b\bar{b}$, $H \rightarrow \tau\bar{\tau}$.

3.2 Supersymmetrie

Eine der momentan am meisten untersuchten Erweiterungen des Standardmodells ist die SUperSYmmetrie, denn diese Theorie umgeht auf elegante Weise viele der Unzulänglichkeiten des Standardmodells:

- **Hierarchie-Problem und Feinabstimmung:** Sollte das Standardmodell eine gültige Theorie für den Energiebereich bis zur Planck-Masse $M_P = 10^{19} \text{ GeV}/c^2$ sein, so ist eine extrem genaue Abstimmung der Higgs-Masse notwendig. Eine Genauigkeit von $m_h/\Lambda_P = 10^{-16}$ ist zwingend, um Divergenzen in Schleifenkorrekturen der Higgs-Propagatoren zu vermeiden.
- **Kopplungskonstanten:** An der Planck-Skala erwartet man eine Theorie, die die Wechselwirkungen durch eine einzige Eichgruppe beschreibt. Die Kopplungskonstanten der Standardmodell-Eichgruppen $SU(2)_L$, $U(1)_Y$ und $SU(3)_C$ beinhalten eine Skalenabhängigkeit. Jedoch zeigt eine Extrapolation zu Energiebereichen der GUT-Skala⁴, dass diese Konstanten dort nicht den gleichen Wert annehmen, wie sie bei einer Eichgruppe aufträte. In supersymmetrischen Modellen dagegen gelingt die Vereinigung der drei Kopplungskonstanten [19].
- **Kosmologische Implikationen:** Zum einen kann der Überschuss von Materie zu Antimaterie - der im SM nur durch die CKM-Mischungsmatrix auftritt, nicht vom Standardmodell erklärt werden. Zum anderen wird die kalte dunkle Materie nicht berücksichtigt: Aus Rotationsgeschwindigkeiten von Galaxien sowie Präzisionsmessungen der kosmischen Hintergrundstrahlung des WMAP-Experiments [20] ergibt sich eine Abschätzung für dunkle Energie und dunkle Materie zu 95% der Gesamtmasse des Universums. Der Anteil der beobachtbaren Materie, welche das SM erklären kann, liegt nur bei 5%. Das Massenspektrum mancher supersymmetrischer Modelle erlaubt es, das leichteste supersymmetrische Teilchen (LSP)⁵ - in den meisten Fällen ist dies das Neutralino χ_1^0 - als Kandidaten für die kalte dunkle Materie interpretieren zu können.

3.2.1 Allgemeines Prinzip der Supersymmetrie

Um die Divergenzen, die für das Hierarchieproblem verantwortlich sind, auszulöschen, wird jedem Fermion ein bosonischer Partner zugeordnet, und umgekehrt, indem für jedes Feld durch einen supersymmetrischen Operator ein korrespondierendes Feld mit komplementärer Statistik erzeugt wird: $Q |\text{Fermion}\rangle = |\text{Boson}\rangle$, $Q |\text{Boson}\rangle = |\text{Fermion}\rangle$. In Schleifenbeiträgen heben sich dann die quadratischen Divergenzen aufgrund verschiedener Vorzeichen von Bosonen und Fermionen exakt weg. Die Partnerteilchen von Fermionen werden *Sleptonen*, bzw. *Squarks* genannt, die Partnerteilchen der Bosonen erhalten das Suffix "ino" zum ursprünglichen bosonischen Namen dazu. Bis auf die Spinquantenzahl stimmen alle anderen Quantenzahlen und Massen zunächst überein.

⁴Grand Unified Theory – die GUT-Skala liegt bei $\Lambda_{GUT} \approx \mathcal{O}(10^{16}) \text{ GeV}/c$

⁵Lightest Supersymmetric Particle

3 Erweiterungen des Standardmodells: Unsichtbare Higgs-Boson-Zerfälle

Die Addition von zusätzlichen supersymmetrischen Partnerteilchen hat den Vorteil, dass diese die Skalenabhängigkeit der Kopplungskonstanten α_i beeinflussen. In supersymmetrischen Modellen vereinigen sich die Konstanten α_i an der GUT-Skala.

Da supersymmetrische Partnerteilchen bei exakter Symmetrie a priori die gleichen Massen besitzen wie ihre Partner des Standardmodells, diese bisher aber nicht entdeckt worden sind, muss diese Symmetrie gebrochen sein. Die Massen der SUSY-Teilchen müssen höher liegen als bislang durch die Experimente abdeckbar. Dies kann geschehen, falls auch SUSY eine spontan gebrochene Symmetrie ist. Theoretische Argumente zeigen, dass die Brechungsskala Λ_{SUSY} nicht wesentlich größer sein darf als die elektroschwache Skala selbst, da sonst ebenfalls ein Problem durch eine Feinabstimmung der Massen auftaucht.

Der Frage, auf welche Weise Supersymmetrie gebrochen wird, kann auf zwei verschiedene Weisen Zugang verschafft werden: Zum einen ist es möglich, phänomenologisch jeden einzelnen Brechungsterm in die SUSY-Lagrangedichte einzufügen, zum anderen können fundamentale Brechungsmechanismen an der GUT-Skala in die Theorie eingebunden werden, die SUSY bereits an dieser Stelle brechen. Der bisher populärste Ansatz eines solchen Brechungsmechanismus ist die Gravitation. Modelle, die die Gravitation als Ursprung des SUSY-Brechungsmechanismus annehmen, tragen den Namen SUGRA, bzw. mSugra [21], welches weitere Bedingungen an die Art der SUSY-Brechung stellt. Andere Hochenergiemodelle sind AMSB [22] und GMSB [23]. Da hier das LSP nicht unbedingt das Neutralino ist, werden diese Modelle in dieser Arbeit nicht weiter verfolgt.

3.2.2 Das Minimale Supersymmetrische Standard-Modell – MSSM

Mit bestimmten Annahmen an die Realisierung von Supersymmetrie [24] kann die allgemeine SUSY Lagrangedichte $\mathcal{L}_{MSSM} = \mathcal{L}_{SUSY} + \mathcal{L}_{Soft}$ konstruiert werden⁶. Für den MSSM Lagrangian bleiben 105 freie Parameter übrig. Die Anzahl dieser freien Parameter kann weiter reduziert werden, werden weitere Annahmen für das SUSY-Modell gemacht:

- Erhaltung der R -Parität. Eine zusätzliche Quantenzahl, die R -Parität, welche von der Baryonenzahl B , der Leptonenzahl L und der Spinquantenzahl s wie folgt abhängt,

$$R = (-1)^{3(B-L)+s} \quad (3.7)$$

wird definiert. R nimmt die Werte 1 für SM-Teilchen und -1 für SUSY-Partner an und muss in allen Erzeugungs- und Vernichtungsprozessen erhalten bleiben. Die Erhaltung von R bedeutet, dass SUSY-Teilchen nur paarweise produziert werden können und das leichteste aller supersymmetrischen Teilchen LSP stabil ist. Das LSP stellt in diesen Modellen oft den Kandidaten für die kalte dunkle Materie.

⁶Die gesamte Lagrangedichte ist in Ref. [25] gegeben.

Parameter	Beschreibung
$\tan \beta$	Verhältnis der Higgs-Vakuumerwartungswerte
M_1	$U(1)_Y$ Gaugino- (Bino-) Massenparameter
M_2	$SU(2)_L$ Gaugino- (Wino-) Massenparameter
M_3	$SU(3)_C$ Gaugino- (Gluino-) Massenparameter
A_t, A_b, A_τ	Top / Bottom / Tau trilineare Kopplung
μ	Higgsino-Mischungsparameter
m_A	Pseudoskalare Higgs-Boson Masse
$M_{\tilde{e}_L}, M_{\tilde{\mu}_L}, M_{\tilde{\tau}_L}$	Linkshändige skalare Lepton Massenparameter
$M_{\tilde{e}_R}, M_{\tilde{\mu}_R}, M_{\tilde{\tau}_R}$	Rechtshändige skalare Lepton Massenparameter
$M_{\tilde{u}_L}, M_{\tilde{c}_L}, M_{\tilde{t}_L}$	Linkshändige skalare Quark Massenparameter
$M_{\tilde{u}_R}, M_{\tilde{c}_R}, M_{\tilde{t}_R}$	Rechtshändige skalare Quark Massenparameter (u,c,t)
$M_{\tilde{d}_R}, M_{\tilde{s}_R}, M_{\tilde{b}_R}$	Rechtshändige skalare Quark Massenparameter (d,s,b)

Tabelle 3.1: Die p MSSM Parameter. Die Liste repräsentiert den reduzierten Parametersatz unter den im Abschnitt 3.2.2 aufgelisteten Bedingungen.

- Kein Mischen zwischen den Generationen. Man nimmt an, dass es keine Analogie zur CKM-Mischungsmatrix des Standardmodells gibt, so dass Squarks und Sleptonen zwischen den Generation nicht mischen.
- Keine neue Quelle CP-verletzender $\mathcal{L}_{\text{MSSM}}$ -Terme. Diese Forderung führt zu reellen Werten aller SUSY-Brechungsparameter.
- Keine FCNC-Ströme⁷. In führender Ordnung müssen hierfür die Massenmatrizen der ersten zwei Sfermiongenerationen sowie die der trilinearen Kopplungsparameter diagonal sein.

Dieses Modell wird in der Literatur auch als p MSSM⁸ bezeichnet. Die verbleibenden 24 Parameter und ihre Bedeutung werden in Tabelle 3.1 aufgelistet.

3.2.3 Wesentliche Eigenschaften der supersymmetrischen Teilchen: Massenspektren

Die SUSY-Partnerteilchen der SM-Teilchen bilden im Allgemeinen keine reinen Masseneigenzustände, sondern mischen untereinander. Aus reinen Flavoureigenzuständen der Eichgruppe $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ entstehen durch Kombination über die jeweiligen Massenmatrizen die physikalischen Masseneigenzustände.

⁷Flavour Changing Neutral Current

⁸phenomenological MSSM.

Sfermionen:

Die drei Massenmatrizen für die Sfermionen der dritten Generation sind:

$$M_t^2 = \begin{pmatrix} m_{t_L}^2 + m_t^2 + m_Z^2 \left(\frac{1}{2} - \frac{2}{3}s_w^2\right) \cos 2\beta & m_t(A_t - \mu \cot \beta) \\ m_t(A_t - \mu \cot \beta) & m_{t_R}^2 + m_t^2 + m_Z^2 \frac{2}{3}s_w^2 \cos 2\beta \end{pmatrix} \quad (3.8)$$

$$M_b^2 = \begin{pmatrix} m_{b_L}^2 + m_b^2 + m_Z^2 \left(\frac{1}{2} - \frac{2}{3}s_w^2\right) \cos 2\beta & m_b(A_b - \mu \cot \beta) \\ m_b(A_b - \mu \cot \beta) & m_{b_R}^2 + m_b^2 + m_Z^2 \frac{2}{3}s_w^2 \cos 2\beta \end{pmatrix} \quad (3.9)$$

$$M_\tau^2 = \begin{pmatrix} m_{\tau_L}^2 + m_\tau^2 + m_Z^2 \left(\frac{1}{2} - \frac{2}{3}s_w^2\right) \cos 2\beta & m_\tau(A_\tau - \mu \tan \beta) \\ m_\tau(A_\tau - \mu \tan \beta) & m_{\tau_R}^2 + m_\tau^2 + m_Z^2 \frac{2}{3}s_w^2 \cos 2\beta \end{pmatrix} \quad (3.10)$$

mit $s_W^2 = \sin^2 \theta_W$. Die Massenmatrizen der ersten zwei Generationen sind äquivalent, jedoch werden die nichtdiagonalen Elemente vernachlässigt, da diese proportional zu den Standardmodellfermionmassen der jeweiligen Generation sind.

Wie im Standardmodell setzen sich die Sneutrinos nur aus linkshändigen Feldern zusammen:

$$M_\nu^2 = m_L^2 + \frac{1}{2}m_Z^2 \cos(2\beta) \quad (3.11)$$

Gauginos:

Aus den reinen Flavoureigenzuständen der Winos \tilde{W}^\pm , Higgsinos $\tilde{H}_{1,2}, \tilde{H}^\pm$, und der Binos \tilde{B} bilden sich die Masseneigenzustände der Charginos und Neutralinos. So mischen die Winos \tilde{W}^\pm und geladenen Higgsinos \tilde{H}^\pm zu den Charginos. Die Massenmatrix verknüpft die beiden Zustände wie folgt:

$$\begin{pmatrix} \chi_1^+ \\ \chi_2^+ \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_2 & \sqrt{2}m_W \sin \beta \\ \sqrt{2}m_W \cos \beta & \mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{W}^+ \\ \tilde{H}^+ \end{pmatrix} \quad (3.12)$$

Die Eigenwerte der Mischungsmatrix liefert die Massen der zwei Charginos.

Neutralinos:

Die Neutralinos sind Masseneigenzustände der neutralen Inos ($\tilde{B}, \tilde{W}^3, \tilde{H}_1^0, \tilde{H}_2^0$) und werden für diese Basis durch die Massenmatrix Y verknüpft:

$$\begin{pmatrix} \chi_1^0 \\ \chi_2^0 \\ \chi_3^0 \\ \chi_4^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -m_Z c_\beta s_W & m_Z s_\beta s_W \\ 0 & M_2 & m_Z c_\beta c_W & -m_Z s_\beta c_W \\ -m_Z c_\beta s_W & m_Z c_\beta c_W & 0 & -\mu \\ m_Z s_\beta s_W & -m_Z s_\beta c_W & -\mu & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{B} \\ \tilde{W}^3 \\ \tilde{H}_1^0 \\ \tilde{H}_2^0 \end{pmatrix}, \quad (3.13)$$

mit den Abkürzungen $c_\beta = \cos \beta$ und $c_W = \cos \theta_W$. Die Eigenwerte der Mischungsmatrix liefert die Massen der Neutralinos. Im Grenzfall hoher Massen $m_{\chi_i^0} \gg m_Z$ werden die

Neutralinos durch die reinen Masseneigenzustände

$$\chi_i^0 = \left[\tilde{B}, \tilde{W}^3, \sqrt{\frac{1}{2}}(\tilde{H}_1^0 + \tilde{H}_2^0), \sqrt{\frac{1}{2}}(\tilde{H}_1^0 - \tilde{H}_2^0) \right] \quad (3.14)$$

und den Massen $|M_1|, |M_2|, |\mu|, |\mu|$ dargestellt. Ebenso wie das Z-Boson sind Neutralinos Majorana-Teilchen, d.h. sie bilden ihre eigenen Antiteilchen.

Glino:

In niedrigster Ordnung ist die Gluinomasse direkt durch den Gluino-Massenparameter gegeben:

$$m_{\tilde{g}} = M_3 \quad (3.15)$$

In SUSY- Szenarien, bei denen die Symmetriebrechung durch Gravitation oder Eichbosonen vermittelt wird, ist das Gluino normalerweise sehr viel schwerer als die leichten Charginos und Neutralinos.

3.2.4 Wesentliche Eigenschaften der supersymmetrischen Teilchen: Der Higgs-Sektor im MSSM

Der Higgs-Sektor besteht im MSSM aus zwei Dubletts

$$H_1 = (H_1^+, H_1^0), \quad H_2 = (H_2^0, H_2^-) \quad (3.16)$$

mit den Vakuumerwartungswerten $(0, v_1), (v_2, 0)$. Das gesamte Higgspotential ist gegeben durch

$$\begin{aligned} V_{Higgs} = & m_{1H}^2 |H_1|^2 + m_{2H}^2 |H_2|^2 - m_{12}^2 (\epsilon_{ij} H_1^i H_2^j + h.c.) \\ & + \frac{1}{8} (g^2 + g'^2) (|H_1|^2 - |H_2|^2)^2 + \frac{1}{2} g^2 |H_1^* H_2|^2 \end{aligned} \quad (3.17)$$

wobei $m_{1H}^2 = |\mu|^2 + m_i^2$ und den Kopplungskonstanten g, g' . Die Massenparameter m_{1H}, m_{2H}, m_{12} sind mit den Parametern m_A und $\tan \beta$ über

$$m_{12}^2 = m_A^2 \sin \beta \cos \beta \quad (3.18)$$

$$m_{1H}^2 = \frac{m_A \tan \beta}{\mu \sqrt{\sin \beta \cos \beta}} - \frac{m_Z^2}{2} \cos 2\beta \quad (3.19)$$

$$m_{2H}^2 = \frac{m_A}{\mu \tan \beta \sqrt{\sin \beta \cos \beta}} + \frac{m_Z^2}{2} \cos 2\beta \quad (3.20)$$

3 Erweiterungen des Standardmodells: Unsichtbare Higgs-Boson-Zerfälle

verknüpft. In niedrigster Ordnung wird der gesamte Higgs-Sektor durch die Parameter m_A und $\tan \beta$ vollständig beschrieben. Bemerkenswert am Higgs-Potential in supersymmetrischen Modellen ist, dass die spontane Symmetriebrechung des Higgsfeldes automatisch erzeugt wird.

Masse der Higgs-Bosonen: Analog zu den Massen der Sfermionen werden die Masseneigenzustände der Higgs-Bosonen mit den Flavoureigenzuständen durch einen Mischungswinkel α verknüpft:

$$\begin{pmatrix} A \\ h \\ H \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \alpha & -\sin \alpha \\ 0 & \sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a \\ h_1 \\ h_2 \end{pmatrix} \quad (3.21)$$

Durch die Verwendung von zwei Dubletts gibt es ein zusätzliches physikalisches Higgs-Boson A , das im Gegensatz zu h und H ungerade unter CP-Transformationen ist. Die Higgs-Boson-Massen⁹ schreiben sich auf Born-Niveau als:

$$m_{h,H}^2 = \frac{1}{2} \left(m_A^2 + m_Z^2 \mp \sqrt{(m_A^2 + m_Z^2)^2 - 4m_Z^2 m_A^2 \cos^2 2\beta} \right). \quad (3.22)$$

Zusätzlich entstehen zwei weitere geladene Higgs-Bosonen H^\pm mit den Massen $m_{H^\pm} = m_W^2 + m_A^2$. An Gleichung 3.22 ist erkennbar, dass $m_h \leq m_Z$ gelten muss. Korrekturen höherer Ordnung setzen jedoch die Higgsmasse stark herauf, insbesondere durch Schleifenbeiträge der top-Quarks und stop-Quarks. Der Higgssektor kann nun nicht mehr alleine durch m_A und $\tan \beta$ beschrieben werden. Die wichtigsten Parameter, die in die Next-to-Leading-Order Korrektur eingehen sind:

- M_{SUSY} : die allgemeine SUSY-Brechungsskala ($\mathcal{O}(1TeV)$).
- μ : der Higgsino-Mischungsparameter.
- M_2 : der SU(2) Gaugino- (Wino-) Massenparameter. Gewöhnlich wird der U(1)-Gaugino- (Bino-) Massenparameter über die GUT-Relation $M_1 = \frac{5}{3} \tan \theta_W M_2 \approx \frac{1}{2} M_2$ berechnet.
- $m_{\tilde{g}}$: die Gluino-Masse.

Zerfallskanäle des supersymmetrischen Higgs-Bosons

Mit dem Vorhandensein von supersymmetrischen Teilchen eröffnen sich neue Möglichkeiten der Higgs-Boson-Zerfälle. Im Folgenden werden nur die Zerfälle des leichtesten Higgs-Bosons h diskutiert, welches in der Analyse untersucht wurde.

⁹Konventionell wird m_A als einer der Eingabeparameter des Modells betrachtet.

Zerfälle in Sfermionen

Aufgrund der experimentellen unteren Grenzen von LEP und Tevatron für die Massen von Sfermionen sind Zerfälle $h \rightarrow \tilde{f}_i \tilde{f}_j$ kinematisch weitestgehend ausgeschlossen [24, 26].

Zerfälle in Charginos und Neutralinos

Die partielle Zerfallsbreite des leichten Higgs-Bosons in Charginos und Neutralinos ist auf Born-Niveau gegeben [24] durch

$$\Gamma(h \rightarrow \chi_i \chi_j) = \frac{G_\mu m_W^2 s_W^2 m_h \lambda_{ij}^{1/2}}{2\pi\sqrt{2}} \frac{1}{1 + \delta_{ij}} \left[((g_{ijh}^L)^2 + (g_{ijh}^R)^2) \left(1 - \frac{m_{\chi_i}^2 + m_{\chi_j}^2}{m_h^2} \right) - 4\epsilon_i \epsilon_j g_{ijh}^L g_{ijh}^R \frac{m_{\chi_i} m_{\chi_j}}{m_h^2} \right] \quad (3.23)$$

wobei $\epsilon_i = \pm 1$ das Vorzeichen des i -ten Eigenwertes der Neutralinomischungsmatrix Y , und λ_{ijh} die übliche Zweikörperphasenraumfunktion definiert durch:

$$\lambda_{ijh} = (m_h^2 - m_{\chi_i}^2 - m_{\chi_j}^2)^2 - 4m_{\chi_i}^2 m_{\chi_j}^2 \quad (3.24)$$

Die Kopplungen $g_{ijh}^{L,R}$ werden im Folgenden explizit nur für die Neutralinos gegeben:

$$g_{11h}^{L,R} = \frac{1}{s_w} (Z_{12} - \tan \theta_W Z_{11}) (-\sin \alpha Z_{13} - \cos \alpha Z_{14}) \quad (3.25)$$

Die Matrix Z diagonalisiert die Neutralinomischungsmatrix Y aus Gleichung 3.13, in voller Länge ist sie in Ref. [27] gegeben. Die Einträge Z_{11}, Z_{12} stellen den Gaugino-Anteil der Kopplung, Z_{13}, Z_{14} den Higgsino-Anteil der Kopplung dar. Für den Fall, dass das Neutralino χ_i^0 ein reiner Gaugino- oder Higgsino-Zustand ist, verschwindet die Kopplung des Higgs-Bosons an das Neutralino. Die gleiche Aussage gilt allgemein auch für die Charginos. Ebenso kann für bestimmte Kombinationen von $\tan \beta$ und α die Higgskopplung an die Inos zufällig verschwinden. Das Higgs-Boson koppelt demnach nur an Gaugino-Higgsino-Mischungen. Dies wird insbesondere in Kapitel 7 von Bedeutung sein, wenn der unsichtbare Zerfall des Higgs-Bosons $h \rightarrow \chi_1^0 \chi_1^0$ im pMSSM-Parameterraum untersucht wird [28, 29].

3.2.5 MSSM in GUT-Theorien: constraint MSSM

Wie in Abschnitt 3.2.2 gezeigt, reduzieren Annahmen über CP-Verletzung und flavour-verändernde neutrale Ströme den Parameterraum des allgemeinen MSSM enorm. Weitere Vereinfachungen der SUSY Modelle sind möglich, fordert man das MSSM als Teil einer GUT-Theorie. So ist es natürlich anzunehmen, dass bei der GUT-Skala nicht nur die Kopplungskonstanten den gleichen Wert annehmen, auch die Massen könnten so aus einer universellen Masse hervorgehen. Das so genannte constraint MSSM (cMSSM) führt folgende Bedingungen ein:

3 Erweiterungen des Standardmodells: Unsichtbare Higgs-Boson-Zerfälle

- Universelle Gaugino-Masse: $m_{1/2} = M_1 = M_2 = M_3$.
- Universelle Sfermion-Masse: m_0^2 und Massenmatrizen diagonal.

Ebenfalls ist es weiter möglich, die Forderung nach Vereinigung der Massen an den Higgs-sektor zu stellen und darüber hinaus die Kopplungskonstanten zu vereinen:

- Universelle skalare Masse $m_0^2 = m_{H1}^2 = m_{H2}^2$
- Universelle trilineare Kopplungen: $A_0 = A_t = A_b = A_\tau = A_u = A_d = A_e$.

mSugra

Ein Typ von Modell, das alle diese Bedingungen beinhaltet ist mSugra. Die Brechung der Supersymmetrie erfolgt bei diesem Modell durch die Gravitation, die auf der GUT-Skala als eine lokale Symmetrie in die $SU(2)_L \otimes U(1)_Y \otimes SU(3)_C$ Eichgruppe eingebunden ist. So bietet mSugra eine Möglichkeit, die Gravitation als letzte der vier bekannten Kräfte in das Modell integrieren zu können. In mSugra vereinigen sich Kopplungskonstanten, Massen und trilineare Kopplungen an der GUT-Skala, was dazu führt, dass der Parametersatz von 105 unabhängigen auf 4 kontinuierliche Parameter ($m_{1/2}, m_0, A_0, \tan \beta$) und ein Vorzeichen ($\mu = \pm 1$) reduziert wird. Für viele Physikstudien bildet daher mSugra aufgrund des überschaubaren Parameterbereiches und der Annahme von Vereinigung der Parameter das Grundlagenmodell.

4 Der ATLAS-Detektor am LHC

Am europäischen Forschungszentrum CERN¹ in Genf wird der Large Hadron Collider (LHC) in den vorhandenen Tunnel des LEP²-Speicherrings installiert [30]. Dort sollen Kollisionen von Protonen und Kollisionen von schweren Ionen untersucht werden. Vier Wechselwirkungspunkte sind geplant. In Abbildung 4.1 ist eine schematische Übersicht der Experimente und des Rings zu sehen. Bei den Detektoren ATLAS³ und CMS⁴ handelt es sich um Multifunktionsdetektoren für den Proton-Proton-Betrieb. Mit dem Experiment LHCb soll speziell b-Physik, sowie die Phänomenologie der CP-Verletzung untersucht werden, ALICE⁵ ist für Kollisionen von schweren Ionen ausgelegt und soll Aufschluss über das Verhalten von Kernbausteinen bei sehr hohen Dichten und Temperaturen geben (Untersuchungen zum Quark-Gluon-Plasma). Die Fertigstellung des LHC-Beschleunigers ist für Anfang 2007 geplant, der Beginn der Experimente ist zur Zeit für Ende 2007 vorgesehen. Im Folgenden werden kurz die Eigenschaften des LHC-Beschleunigers im Proton-Proton-Betrieb und der Aufbau des ATLAS-Detektors beschrieben.

4.1 Der Proton-Proton-Speicherring LHC

Der Proton-Proton-Speicherring LHC liegt etwa 10 km von Genf entfernt in einer Tiefe von 100 m. Der Speicherring ist mit einer Schwerpunktsenergie von 14 TeV und einer Luminosität von $10^{34} \frac{1}{\text{cm}^2\text{s}}$ geplant. Die Luminosität L ist definiert als

$$L = \frac{N_p^2 N_B c}{A_{\text{eff}} U} \quad , \quad (4.1)$$

wobei N_p die Anzahl der Protonen pro Paket („Bunch“) ist, N_B die Anzahl der Protonenbunche, c die Lichtgeschwindigkeit, $A_{\text{eff}} = 4\pi\sigma_x\sigma_y$ die effektive Querschnittsfläche der Bunche (mit $\sigma_{x,y}$ als Strahlbreite) und U der Ringumfang. Die Energie von je 7 TeV pro Protonstrahl stellt an die Beschleunigungskavitäten keine besonderen Anforderungen, da

¹European Organisation for Nuclear Research (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire), Schweiz, <http://www.cern.ch>

²Large Elektron-Positron Collider

³A Toroidal LHC Apparatus [31]

⁴Compact Muon Solenoid [32]

⁵A Large Ion Collider Experiment

4 Der ATLAS-Detektor am LHC

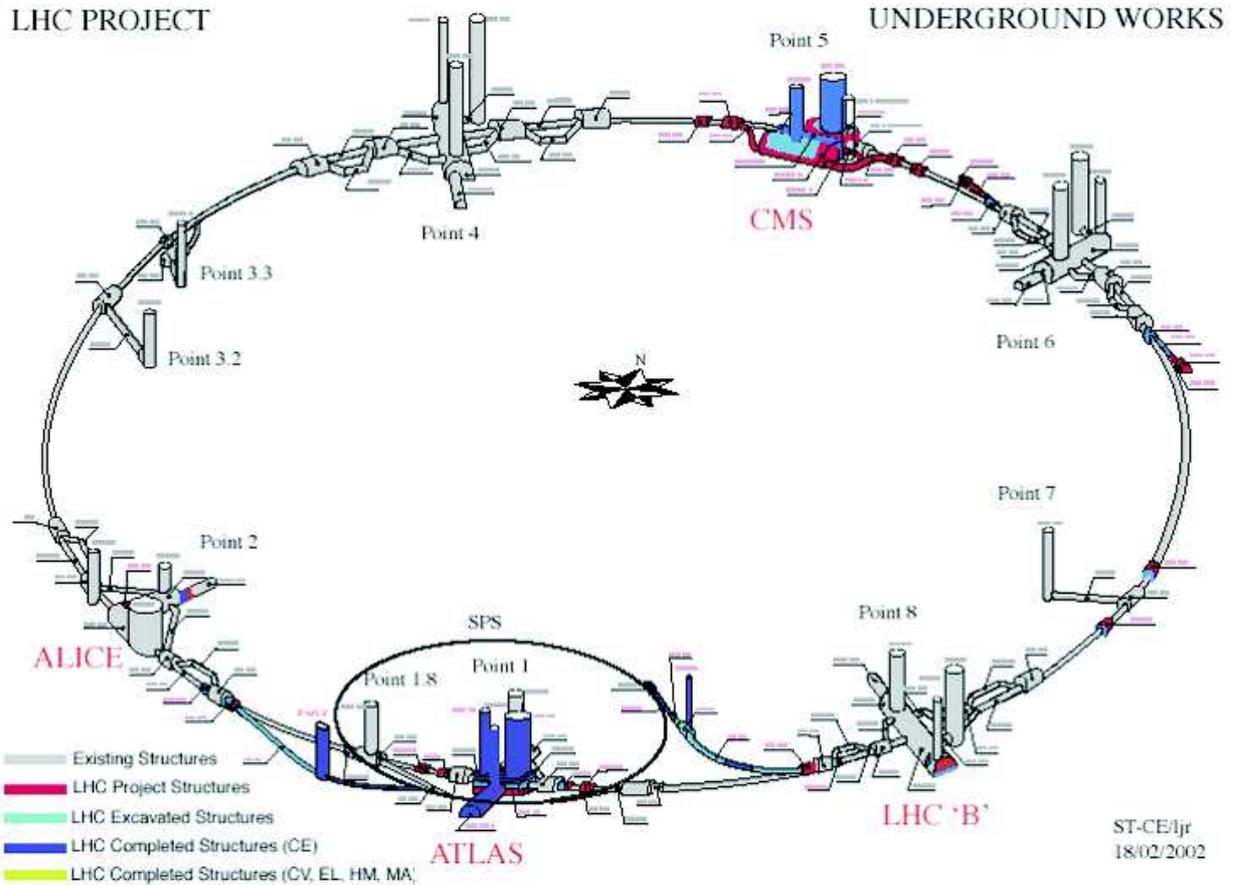


Abbildung 4.1: Schematische Übersicht der Anordnung der vier LHC-Experimente ALICE, ATLAS, CMS und LHCb am LHC-Ring.

die geringe Synchrotronstrahlung von Protonen⁶ keinen nennenswerten Energieverlust mit sich bringt. Vielmehr liegt der limitierende Faktor in der Konstruktion der Magnete, die die Protonenstrahlen auf der Kreisbahn halten. Dies wird durch supraleitende Magnete mit einem Magnetfeld von 8.3 T gewährleistet. Eine Übersicht über die Parameter des LHC liegt in Tabelle 4.1 vor.

Es sind zwei Phasen des Betriebs geplant. Zu Beginn soll eine Luminosität von ca. $10^{33} \frac{1}{\text{cm}^2\text{s}}$ erreicht werden. Nach 3 Jahren Betrieb und einer integrierten Luminosität $\int \mathcal{L} dt = 30 - 60 \text{ fb}^{-1}$ soll die Luminosität auf $10^{34} \frac{1}{\text{cm}^2\text{s}}$ erhöht werden.

⁶Das Energiespektrum der Synchrotronstrahlung ist $\frac{dE_s}{dEdR} = \frac{e^2 \cdot c}{6\pi\epsilon_0(m_0c^2)^4} \frac{E^4}{R}$, wobei m_0 die Ruhemasse, E die Energie des Teilchens und R den Radius der Kreisbahn beschreibt. Diese ist durch die Protonenmasse um 4 Größenordnungen niedriger als bei LEP.

4.1 Der Proton-Proton-Speicherring LHC

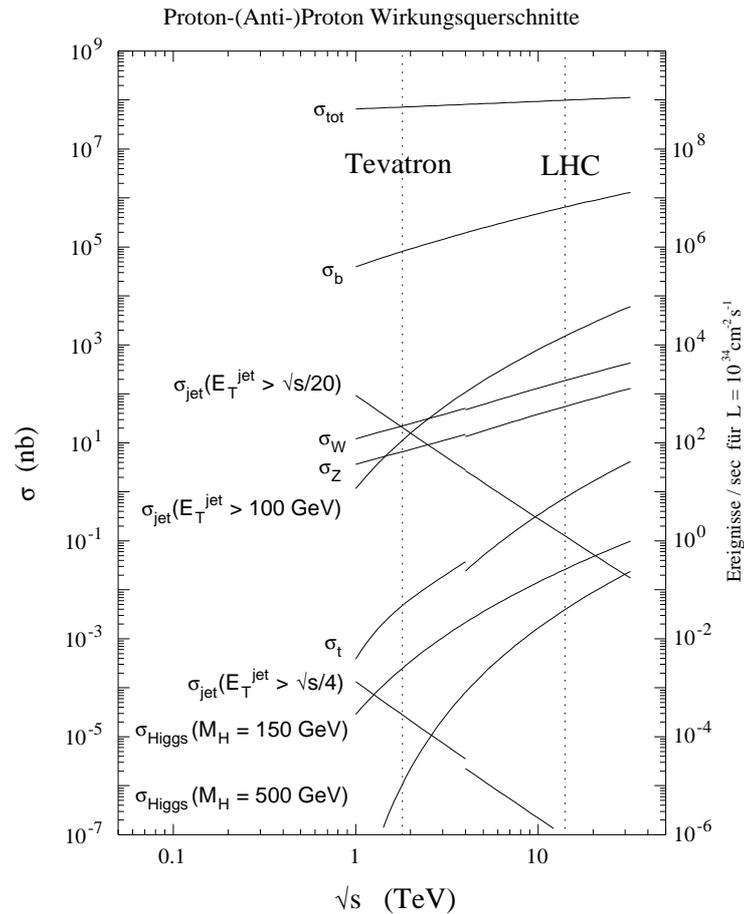


Abbildung 4.2: Wirkungsquerschnitte und Produktionsraten für einige am LHC wichtige Physikprozesse. Die linke Achse bezeichnet den Wirkungsquerschnitt eines Prozesses, die rechte Achse die erwartete Ereigniszahl für eine integrierte Luminosität von 100 fb^{-1} . Die Kurven überdecken sowohl den beim Tevatron als auch den beim LHC zugänglichen Energiebereich.

4 Der ATLAS-Detektor am LHC

LHC-Parameter	Wert	
Schwerpunktsenergie	14	TeV
Luminosität	10^{34}	$\frac{1}{\text{cm}^2\text{s}}$
Strahlstrom	0.56	A
Bunch-Abstand	24.95	ns
Protonenanzahl pro Bunch	1.1	10^{11}
gespeicherte Energie pro Strahl	350	MJ
Anzahl der Dipolmagnete	1232	
Dipol-Feld bei 7 TeV pro Strahl	8.33	Tesla
Strom aller Dipolmagnete	11796	A
Anzahl der Kavitäten	8	
Beschleunigungsgradient in den Kavitäten	5	$\frac{\text{MV}}{\text{m}}$
Umfang des Tunnels	26.659	km

Tabelle 4.1: *Parameter des LHC im Proton-Proton-Betrieb.*

4.2 Der ATLAS-Detektor

Der ATLAS-Detektor ist als Multifunktionsdetektor geplant, der das gesamte Physikpotential am LHC ausnutzen soll. Um möglichst alle zu erwartenden Phänomene messen zu können, ergeben sich folgende Konstruktionsmerkmale des Detektors [33]:

- **Kalorimetrie**
Eine gute Energieauflösung und Raumwinkelabdeckung für Elektronen und Photonen, ergänzt durch eine präzise und hermetische Messung hadronischer Schauer und fehlender transversaler Energie.
- **Myonsystem**
Die Möglichkeit, Myonimpulse mit Hilfe des Myonsystems auch bei hohen Luminositäten gut messen zu können.
- **Spurrekonstruktion**
Präzise Impulsmessung und Identifikation von Leptonen. Weiterhin Möglichkeit der Bestimmung der primären Vertexposition und eventueller Sekundärvertizes, die insbesondere bei der Rekonstruktion von Tau-Leptonen und b-Quarks von Bedeutung sind.
- **Trigger**
Flexibles und schnelles Triggersystem zur Selektion der physikalisch interessanten Ereignisse.

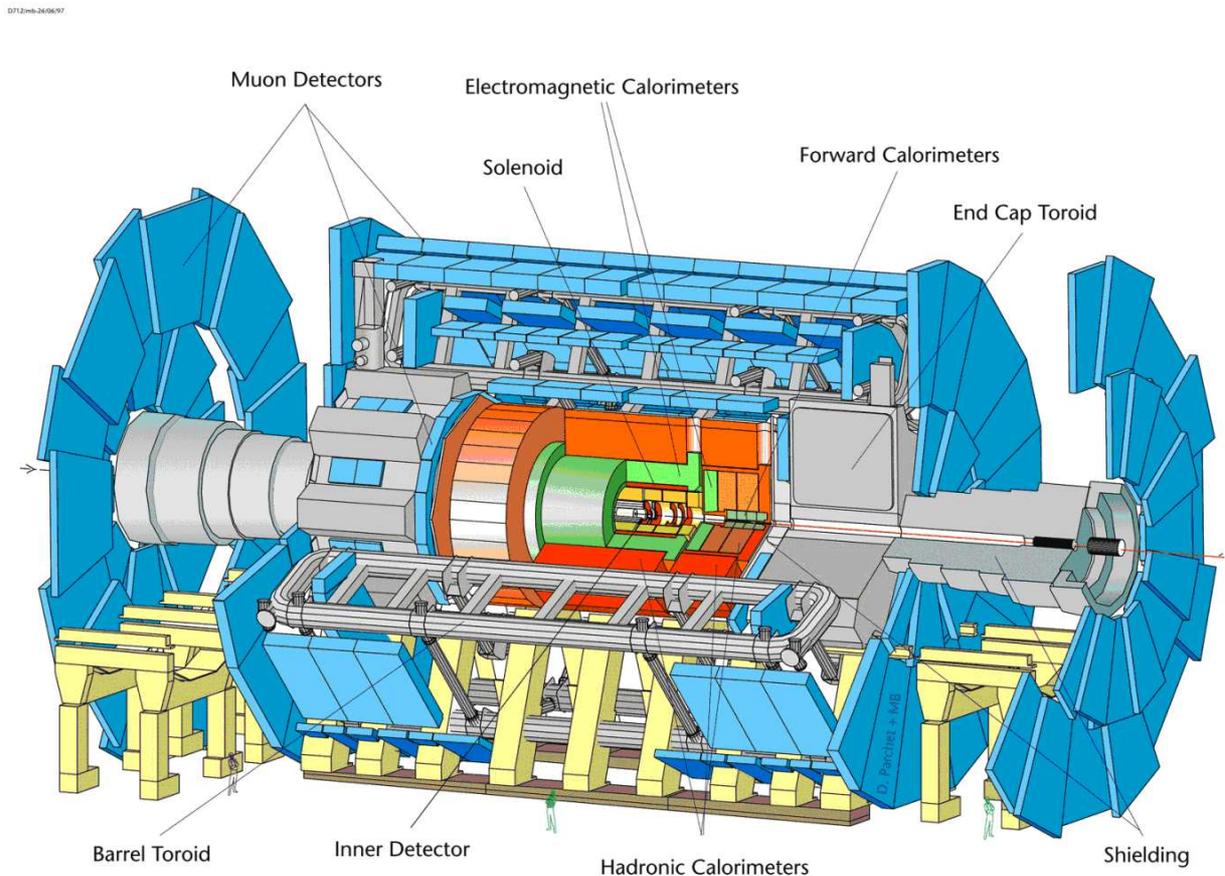


Abbildung 4.3: Schematische Übersicht über die einzelnen Komponenten des ATLAS-Detektors.

Der ATLAS-Detektor ist aus verschiedenen Subdetektorsystemen aufgebaut. Diese Detektorteile sind dabei schalenförmig um den Wechselwirkungspunkt angeordnet: der innere Spurdetektor ist dabei vom Kalorimetersystem umgeben, worauf das Myonspektrometer folgt. Im inneren Detektor sorgen ein Solenoidmagnet mit einer hohen Magnetfeldstärke (2T) und im Myonsystem ein Toroidmagnet (0.3T) für eine Krümmung der geladenen Spuren, wodurch das Verhältnis e/p gemessen werden kann. Abbildung 4.3 zeigt einen Schnitt durch den ATLAS-Detektor. Eine allgemeine Beschreibung des ATLAS-Experiments findet sich in Ref. [33]. Die einzelnen Detektorkomponenten werden detailliert in Ref. [34] beschrieben. Darauf soll an dieser Stelle verzichtet werden. Stattdessen wird eine Zuordnung zwischen Notwendigkeiten zur physikalischen Prozessidentifikation und deren Verbindung zu den relevanten Detektorkomponenten hergestellt.

Hermetizität

Viele physikalische Prozesse haben im Endzustand Neutrinos oder eventuell neue Teilchen, die ohne Wechselwirkung den Detektor durchdringen und nicht nachgewiesen werden können. Dies beeinflusst die transversale Impulsbilanz des Ereignisses. Fehlende transversale Energie ist die Folge. Um möglichst alle wechselwirkenden Teilchen einer Kollision in die transversale Impulsbilanz summieren zu können, sollte der Detektor fast hermetisch sein.

Elektromagnetisches Kalorimeter

Die meisten elektroschwachen Zerfallsprozesse enthalten Elektronen bzw. Photonen im Endzustand⁷. Eine gute Identifikation und präzise Messung ist über ein hochauflösendes elektromagnetisches Kalorimeter (EM-Kalorimeter) möglich. Das elektromagnetische Kalorimeter ist in zwei Bereiche aufgeteilt, das zentrale- (EM-Barrel) und das Endkappenkalorimeter. Der zentrale Teil des Kalorimeters deckt eine Pseudorapidität $|\eta| < 1.475$ ab, die Endkappen umfassen den Bereich $1.375 < |\eta| < 3.2$. Das Kalorimeter besitzt Absorbermaterial („passive Lagen“) und Nachweismaterial („aktive Lagen“). Als Absorbermaterial dienen Bleiplatten, als Nachweismaterial wird flüssiges Argon verwendet. Eine Lage Absorber- und eine Lage Nachweismaterial bilden zusammen eine Sampling-Schicht. Alle Schichten sind in einer sogenannten „Akkordeonstruktur“ zusammengesetzt. Dies minimiert die Eck- und Kantenbereiche, dort wo jeweils die Samplingschichten enden, und man erhält so eine homogenere Materialschicht. Die Granularität des Kalorimeters bezeichnet die Unterteilung in die kleinsten Raumeinheiten, ausgedrückt in $\Delta\eta \times \Delta\phi$. Für das EM-Kalorimeter liegt die typische Granularität bei 0.025×0.025 . Diese hohe Granularität wird benötigt, um eine präzise Ortsauflösung zu erreichen, die für die Identifikation der Teilchen und deren Positionen notwendig ist. Die Energieauflösung des elektromagnetischen Kalorimeters liegt bei etwa $\frac{\sigma_E}{E} = \frac{10\%}{\sqrt{E}} \oplus 0.7\%$. Im zentralen Bereich liegt hinter dem Spurdetektor und vor dem EM-Barrel noch ein Preshower-Detektor, der eine Unterscheidung von e/γ und π ermöglicht.

Hadronisches Kalorimeter

Der Fragmentierungs- und Hadronisationsprozess erzeugt viele einzelne Hadronen, die zusammen als Jets auftreten. Weil die Hadronen im Detektor über die starke Wechselwirkung ihre Energie deponieren, ist ihre Schauerlänge um ein Vielfaches größer als die der Elektronen/Photonen. Deshalb reicht das elektromagnetische Kalorimeter alleine nicht aus, um die Hadronen messen zu können. Ein zusätzliches Kalorimeter mit vielfach größerer

⁷Insbesondere die für die Suche nach dem Higgs-Boson wichtigen Zerfälle $H \rightarrow \gamma\gamma$ und $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow \ell\ell\ell$.

Wechselwirkungslänge für Hadronen schließt sich deshalb dem elektromagnetischem Kalorimeter an. Das hadronische Kalorimeter ist vom physikalischen Prinzip gleich aufgebaut wie das elektromagnetische, passive und aktive Lagen wechseln einander ab. Der Aufbau jedoch ist komplizierter, da das hadronische Kalorimeter in mehrere einzelne Teile untergliedert ist. Dies ist notwendig, um verschiedene Aspekte der Teilchenidentifikation, vor allem aber auch der Strahlintensitäten zu berücksichtigen. An der Strahlachse, z.B. muss spezielles Material verwendet werden, das besonders resistent gegenüber dauerhafter und intensiver Bestrahlung durch den LHC-Beam ist. Im zentralen Bereich ($|\eta| < 1.7$) besteht das Kalorimeter aus Schichten von Eisen-Platiksintillatorplatten und erreicht eine Energieauflösung von $\frac{\sigma_E}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 3\%$. Das hadronische Endkappenkalorimeter HEC⁸ ($1.5 < |\eta| < 3.2$), sowie das Vorwärtskalorimeter FCAL⁹ ($3.2 < |\eta| < 4.9$) sind dann wieder – wie das EM-Kalorimeter – Flüssigargon-Kalorimeter, diesmal jedoch mit Kupfer (HEC), bzw. Kupfer-Wolfram (FCAL) als Absorbermaterial. Das FCAL reicht besonders nahe an die Strahlachse heran, hat im Gegenzug aber eine schlechtere Energieauflösung von etwa $\frac{\sigma_E}{E} = \frac{100\%}{\sqrt{E}} \oplus 10\%$.

Spurdetektor

Ein Spurdetektor, der konzentrisch um die Strahlachse zentriert ist, ermöglicht die Rekonstruktion der durch das Magnetfeld gekrümmten Flugbahn der Teilchen und dann deren Impulsmessung. Mit Hilfe des Spurdetektors ist es außerdem möglich, rekonstruierte Spuren den Energiedepositionen im Kalorimeter oder Spursegmenten in den Myonkammern zuzuordnen und somit aus dem Verhältnis E/p die Identität des Teilchens zu bestimmen. Der Aufbau des Spurdetektors ist dabei wie folgt: Direkt um das Strahlrohr befinden sich in zylindrischer Anordnung drei Lagen des Silizium-Pixel-Detektors. Es schließen sich vier Lagen Silizium-Streifendetektoren an, die im zentralen Bereich die Pixel-Detektoren zylindrisch umfassen. Im vorderen Bereich sind sowohl Pixel- als auch Streifendetektoren auf sogenannten „Discs“ aufgebracht. Der Silizium-Detektor wird durch den Übergangsstrahlungsdetektor (TRT¹⁰) abgeschlossen. Beide Systeme können nicht den kompletten $|\eta|$ -Bereich des Kalorimeters abdecken, Spuren werden bis $|\eta| < 2.5$ rekonstruiert. Außerhalb dieses Bereiches können Elektronen und Photonen jedoch durch das elektromagnetische Kalorimeter gestoppt und als Energiedeposition erkannt werden. Eine Lepton/Photonidentifikation ist dann aufgrund der fehlenden Spur jedoch nicht mehr möglich.

⁸**H**adronic **E**ndcap **C**alorimeter

⁹**F**orward **C**ALorimeter

¹⁰**T**ransition **R**adiation **T**racker

Myonsystem

Reine und zuverlässige Indikatoren interessanter Physikprozesse können hochenergetische Myonen sein. Hinter dem hadronischen Kalorimeter existiert deshalb ein Myonsystem, um diese zu detektieren. Das ATLAS-Myonsystem ist in der Lage, die Myonen selbstständig, ohne Information des Spurdetektors nachzuweisen. Um die Krümmung der Myonspuren messen zu können, existiert nach dem hadronischen Kalorimeter noch ein toroidales Magnetfeld, erzeugt von 8 Luftspulen des Barrel-Toroids, bzw. der Endkappen-Toroiden. Der Nachweis der Myonen geschieht entweder in den „Drifttubes“ oder in den „Cathode-Strip-Chambers“¹¹. Die Detektion der Myonen basiert dabei auf dem Prinzip der Ionisation und der Driftzeit der Elektronen. Zusätzlich zur Messung der Myonenimpulse ist das System noch in der Lage, durch weitere Komponenten (die „Resistive Plate Chambers“ und die „Thin Gap Chambers“) auch ein Ereignis einer Kollision zu triggern, sofern dabei energetische Myonen entstanden sind. Die Abdeckung des Pseudorapiditätsbereiches für Myonen ist bis zu $|\eta| \leq 2.7$ möglich¹².

Triggersystem

Die Zeit zwischen der Kollision zweier aufeinanderfolgender Teilchenpakete („Bunchcrossing“) beträgt für den LHC $\approx 25\text{ns}$. Diese Ereignisrate von 40 MHz ist zu groß, um jede Kollision individuell auslesen und speichern zu können. Andererseits sind die Wirkungsquerschnitte physikalisch interessanter Prozesse sehr klein, so dass nicht in jeder Kollision interessante Ereignisse zu erwarten sind. Man benötigt daher ein System, welches seltene und vielversprechende Ereignisse selektiert. Dieses Verfahren wird im Triggersystem realisiert. Der ATLAS-Trigger ist eine Kombination aus Hardware- und Softwaresystem, da er in drei Stufen realisiert wird, die diese Ebenen untereinander vernetzen: Der Level-1 Trigger verwendet Daten aus dem Kalorimeter- und Myonsystem, die mit einer reduzierten Granularität der Kalorimeterzellen arbeiten, und reduziert die Ereignisrate auf 25 kHz. Mit der vollen Granularität arbeitet der Level-2 Trigger, der die Rate auf 1kHz reduziert, auf der dritten Ebene wird das Ereignis schließlich vollständig rekonstruiert und gespeichert. Nach der dritten Triggerstufe beträgt die Ereignisrate noch ca. 100 Hz. Dies muss im Vergleich mit der Eingangsrate gesehen werden, die bei 40 MHz liegt. Einige wichtige Triggertypen werden in Tabelle 4.2 genannt.

¹¹Nur für $2 < |\eta| < 2.7$.

¹²Bis zu $|\eta| \leq 2.4$ für den Myontrigger.

Trigger-Typ	Auswahl
e25	ein ℓ^\pm , $p_T > 25$
2e15	zwei ℓ^\pm , $p_T > 15$
μ 20	ein μ^\pm , $p_T > 20$
2 μ 10	zwei μ^\pm , $p_T > 10$
2 γ 20	zwei γ , $p_T > 20$
j400	ein Jet, $p_T > 400$
μ 10+e15	ein μ , $p_T > 10$, ein ℓ , $p_T > 15$
j70+xE70	ein Jet, $p_T > 70$, $p_T^{miss} > 70$
xE200	$p_T^{miss} > 200$
E1000	$p_T > 1000$

Tabelle 4.2: Übersicht über einige geplante Trigger des ATLAS-Experiments für niedrige Luminosität. Die Trigger-Typen sind aus Ref. [35] entnommen. Die transversalen Impulse p_T sind in GeV/c angegeben. Die Variable p_T^{miss} bezeichnet den fehlenden transversalen Impuls.

4 *Der ATLAS-Detektor am LHC*

5 Verwendete Programmpakete

5.1 Das ATLAS Software-Framework ATHENA

Der Umgang mit den simulierten Daten erfordert eine große Sensibilität, um die Korrektheit der Physik-Studien zu gewährleisten. Für die erforderliche Konsistenz ist für das ATLAS Experiment ein Software-Framework entwickelt worden, welches überaus flexibel ist und es dem Benutzer ermöglicht, die Analysen den individuellen Bedürfnissen anzupassen. Das Software-Framework *ATHENA* [36] ist in der Lage, die gesamte Detektorsimulation, die aus vielen separaten Programmpaketen besteht, in einer einzigen Anwendung durchlaufen zu lassen. Dabei ist es möglich, z.B. unter verschiedenen Ereignisgeneratoren, die Art der Detektorsimulation, oder unter verschiedenen Rekonstruktionsalgorithmen zu wählen. Einzelne Subsysteme des Detektors können so angepasst, modifiziert oder bei Bedarf weggelassen werden.

Um die physikalischen Prozesse verstehen zu können, muss man verstehen, wie sich die entstehenden Teilchen im Detektor verhalten: Die Simulation der Proton-Proton-Kollision bis hin zur Rekonstruktion der nachzuweisenden Endprodukte kann man dabei in folgende Schritte aufteilen.

1. Die Partonen des Protons (Valenzquarks, Seequarks, Gluonen), welche die einlaufenden Teilchen des harten Wechselwirkungsprozesses bilden, werden ausgewählt. Die Wahrscheinlichkeitsdichten für die Art und Energie des jeweiligen Partons wird aus der Strukturfunktion des Protons berechnet. Die Strukturfunktion wird aus anderen Experimenten, insbesondere aus Experimenten an Hadron-Lepton Beschleunigern [37] extrahiert.
2. Die beiden Partonen stellen die einlaufenden Teilchen im Feynmangraphen des Matrixelementes dar, dessen Regeln zur Berechnung das Standardmodell oder SUSY bereitstellt.
3. Die auslaufenden Teilchen des Matrixelementes – beispielsweise $Z \rightarrow q\bar{q}$ – zerfallen in stabile Endprodukte oder bilden zusammengesetzte Systeme, z.B. Mesonen.
4. Alle stabilen Teilchen durchlaufen die Simulation des Detektors. Dort wird berechnet welche Auswirkungen die verschiedenen Materialien des Detektors auf die Teilchen haben können.

5.2 Monte-Carlo Ereignisgeneratoren

5.2.1 Pythia

Das Programmpaket PYTHIA [38] beinhaltet die Simulationsschritte 1 bis 3.

Simulationsschritt 1: Die hierfür notwendigen Verteilungsfunktionen der Quark- und Gluondichten im Proton sind aus Experimenten bei Hadron-Lepton [37] und Hadron-Hadron [10] Kollisionen bekannt und implementiert. Für diese Arbeit ist durchgängig die Parametrisierung der Partondichten CTEQ5L [39] verwendet worden.

Simulationsschritt 2: Die Matrixelemente der benötigten Prozesse sind in niedrigster Ordnung¹ in Pythia implementiert. Für die Berechnung supersymmetrischer Prozesse muss zusätzlich ein externer Generator verwendet werden, siehe Kapitel 5.3.

Simulationsschritt 3: Der Zerfall farbneutraler Teilchen (beispielsweise $\tau \rightarrow \nu_\tau \bar{\nu}_\mu \mu$) ist aus bisherigen Experimenten sehr gut bekannt. Teilchen mit Farbladung werden im Fragmentationsschritt durch das String-Modell [40] in farbneutrale Objekte transformiert.

Die Matrixelementrechnungen für PYTHIA sind alle in niedrigster Ordnung Störungstheorie berechnet. Es zeigt sich jedoch, dass Effekte der ersten Ordnungen Störungsrechnung in α und α_s , d.h. Schleifenbeiträge, einen beträchtlichen Effekt haben können, manche Wirkungsquerschnitte bestimmter Prozesse werden bis um 100% modifiziert [3] (siehe dazu auch Abbildung 7.1). Bisher gibt es nur ein Programm, welches die NLO-Korrekturen berechnet [41]. Dies ist jedoch nur für einige Prozesse und mit gewissen Einschränkungen realisiert. Darauf wird aus Gründen der Konsistenz verzichtet.

5.3 SUSY-Spektrum Generatoren

Ein supersymmetrisches Spektrum ist durch die Massen der supersymmetrischen Teilchen eindeutig bestimmt. Mit Pythia ist es nicht möglich, ein solches Spektrum zu berechnen. Für die in der Analyse verwendeten SUSY-Spektren wurden die Spektrumgeneratoren SPheno [42] und Feynhiggs [43] benutzt.

5.3.1 SPheno

Das Programm SPheno² berechnet supersymmetrische Teilchenspektren. Weiterhin ist es in der Lage, die Verzweigungsverhältnisse³ der SUSY-Teilchen anzugeben, sowie Wirkungs-

¹Ohne Schleifenbeiträge.

²Supersymmetric **Phenomenology**

³Nur auf Born-Niveau.

querschnitte der Produktion bestimmter SUSY Teilchen an einem Lepton-Lepton Beschleuniger und spezielle Niederenergie-Parameter. Die Art der Berechnung der Massenspektren wird nun detaillierter beschrieben.

GUT-Modelle und deren Transformation auf die elektroschwache Skala

SPheno ist in der Lage, die aus Kapitel 3.2.2 definierten Ansätze anzugehen. Für den Fall eines Modells, welche seine Eingabeparameter an der GUT-Skala hat, verwendet SPheno die Renormierungsgruppengleichungen⁴ (RGE), um die Parameter von der GUT-Skala auf die Skala der elektroschwachen Symmetriebrechung zu transformieren. Die RGEs – ein Set gekoppelter partieller Differentialgleichungen – werden dabei in einer Genauigkeit, welche Zweischleifenbeiträge einschließt, gelöst und sind in Ref. [44] nachzulesen. Um die notwendige Präzision zu erreichen, wird die Berechnung der Spektren iterativ durchgeführt, und die durch supersymmetrische Prozesse verursachten Strahlungskorrekturen gehen als stabilisierender Faktor in die Berechnung ein. Ist die gewünschte Genauigkeit erreicht, werden aus den Mischungsmatrizen die Massen berechnet. Details zur Berechnung der Niederenergieparameter aus den Hochenergiemodellen finden sich in Ref. [42].

Alternativ ist es möglich, die Matrixelemente der Mischungsmatrizen der SUSY-Massen und die anderen Niederenergieparameter μ , M_1 usw. direkt anzugeben. Die Lösung der RGEs ist dann nicht mehr notwendig, und SPheno verwendet direkt diese Parameter für den nächsten Schritt:

Massenspektren

Wie in Kapitel 3.2.3 angesprochen, geschieht die Berechnung der Massen der Sfermionen und bosonischen Partnerteilchen über die Diagonalisierung der jeweiligen Massenmatrizen. Dies geschieht für die Massen der Sfermionen. (Gl. 3.8 ... 3.10), der Charginos (Gl. 3.12), der Neutralinos (Gl. 3.13), der Higgs-Bosonen (Gl. 3.22+NLO-Korrekturen). Die Massen der Sneutrinos (Gl. 3.11) können direkt aus der Masse des korrespondierenden Sfermions gewonnen werden und die Masse des Gluinos (Gl. 3.15) ist direkt durch den Parameter M_3 gegeben.

Zerfälle

Die wichtigsten Zwei- und Dreikörperzerfälle der supersymmetrischen Teilchen werden von SPheno berechnet. Partielle Zerfallsbreiten und Verzweigungsverhältnisse werden in niedrigster Ordnung Störungstheorie berechnet. Für Charginos und Neutralinos ist dies ausreichend [45], jedoch nicht für den Higgssektor [46], der durch Schleifenkorrekturen stark

⁴Renormalization Group Equations

beeinflusst werden kann. Für den Higgs-Boson-Zerfall wird deswegen `Feynhiggs` verwendet.

5.3.2 Feynhiggs

`Feynhiggs` berechnet den Higgssektor des MSSM. Es übertrifft an Genauigkeit die Zerfallsalgorithmen des universellen Spektrumgenerators `SPheno`. Die Eingabewerte für den Sfermion-, Squark- und Ino-Sektor bezieht es von `SPheno`. Für die Berechnung der Higgsmassen⁵ und der partiellen Zerfallsbreiten werden durchgängig Einschleifenkorrekturen verwendet, in vielen Beiträgen auch Zweischleifenkorrekturen.

5.4 Die Detektorsimulation

Das Grundprinzip eines Teilchendetektors besteht darin, die Teilchen bei ihrem Durchgang zu identifizieren, zu unterscheiden und möglichst präzise zu messen. Insofern ist ein genaues Verständnis, wie sich Teilchen beim Durchgang durch Materie innerhalb des Detektors verhalten, unabdingbar. Der Energieverlust von Teilchen in Materie spielt dabei die zentrale Rolle. Die Abhängigkeit von Teilchenart und dem zu durchdringenden Material wird dabei durch einige elementare Gleichungen beschrieben. Die Komplexität einer Teilchendetektorsimulation besteht in der korrekten Zusammenfassung aller Detektorkomponenten bei der Berechnung des Energieverlustes.

5.4.1 ATLAS mit GEANT4

Wie in Kapitel 4 beschrieben, besteht der ATLAS-Detektor aus vielen Subsystemen. Eine vollständige Simulation des ATLAS-Detektors geschieht unter Verwendung des Programmpaketes `GEANT4` [47]. Jeder Teil des Detektors, Spurdetektor, Kalorimeter und Magnetsysteme sind in der vollen Simulation implementiert und jede Wechselwirkung des Teilchens mit einer Systemkomponente wird berechnet: Energiedeposition im Material, Energieverlust und Richtungsänderung des Teilchens. Diese vollständige Simulation beinhaltet alle im harten Prozess erzeugten Teilchen, aber auch sekundäre Teilchen, die durch Effekte des Detektors erzeugt werden. Der Vorteil dieser Simulationsart ist die große Genauigkeit, mit der die Effekte und Detektoreinflüsse berechnet werden können. Der Nachteil besteht im enormen Rechenaufwand: ein Ereignis $q\bar{q} \rightarrow Z \rightarrow \ell\ell$ benötigt zehn Minuten Rechenzeit. Bei den hohen Wirkungsquerschnitten für $Z + jet$ Produktion oder etwa anderen Physikprozessen ist eine den erwarteten Ereignissen äquivalente Menge an simulierten Ereignissen nicht mit vertretbarem Aufwand produzierbar.

⁵Ein spürbarer Unterschied ist nur bei m_h feststellbar.

5.4.2 ATLFASST

Einen anderen Weg geht die schnelle Simulation ATLFASST [48]. Das Prinzip dieser schnellen Simulation ist nicht die komplette Neuberechnung eines jeden einzelnen Ereignisses. Vielmehr werden die aus der vollen Simulation und Rekonstruktion gewonnenen Ergebnisse, wie z.B. Energieauflösung und Rekonstruktionseffizienz für die Teilchen parametrisiert. Insbesondere wird bei der Identifikation der Teilchen und der Verarbeitung der Kalorimeterinformationen ein stark vereinfachtes Modell angenommen, da diese Rechenschritte in der Simulation und Rekonstruktion der vollen Simulation die limitierenden Faktoren sind. Für einen Großteil der Studien liefert die schnelle Simulation eine adäquate Beschreibung der Realität. Anpassungen müssen nur in speziellen Teilbereichen vorgenommen werden. Da in dieser Arbeit ausschließlich mit ATLFASST gearbeitet worden ist, kommt dem Verständnis der Funktionsweise der schnellen Detektorsimulation eine besondere Bedeutung zu⁶. Dies wird nun ausführlicher beschrieben.

Grundlegende Bausteine des ATLFASST-Detektors

Der ATLFASST-Detektor besteht prinzipiell nur aus zwei abstrakten Detektorsubsystemen: Ein System zur Rekonstruktion von elektromagnetischen und hadronischen Objekten und ein System zur Rekonstruktion von Spuren. In diesen zwei Systemen sind jeweils die Effekte von Spurdetektor, Solenoidmagneten, Elektromagnetischem Kalorimeter, Hadronischem Kalorimeter, Myonsystem und Toroidmagneten zusammengefasst.

Das ATLFASST-Kalorimeter vereint das elektromagnetische und hadronische Kalorimeter. Es ist in ein zentrales und Endkappenkalorimeter aufgeteilt. Die ATLFASST-Kalorimeterzellen haben eine Granularität von $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ im zentralen Bereich ($|\eta| < 3$) und $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$ im vorderen Bereich ($|\eta| > 3$). Während das Kalorimeter des ATLAS-Detektors mehrlagig ist, wird das ATLFASST-Kalorimeter einlagig simuliert. Eine verbesserte Kalorimeterversion, die unter anderem mehrstufige Lagen beinhaltet, ist als Zusatzpaket FASTSHOWER verfügbar [49]. Jedoch befindet es sich noch in der Entwicklungsphase, so dass auf die Benutzung dieses Paketes in der Analyse verzichtet wird.

Magnetfeldparametrisierung

Im Gegensatz zur vollen Simulation gibt es für ATLFASST keine B-Feld Karten mit lokalen Richtungs- und Stärkeschwankungen [50]. Das Solenoidmagnetfeld wird über den ganzen Detektorbereich als konstant 2 Tesla stark angenommen – weil ATLFASST keinen extra Myonsystemalgorithmus verwendet, wird das toroidale Magnetfeld des Myonsystems nicht implementiert. Allen geladenen stabilen⁷ Teilchen wird eine neue Position in ϕ -Richtung

⁶Besonders in Kapitel 6.4.1.

⁷D.h. die mittlere Lebensdauer ist größer als die Länge des Detektors.

5 Verwendete Programmpakete

zugewiesen, die sich wie folgt berechnet: $\phi = \phi + \Delta\phi$ mit $\Delta\phi = \frac{q}{C_1}p_T$ ($\eta < 1.4$), $\Delta\phi = \frac{q}{C_1}p_T \tan(\theta)$ ($\eta < 1.4$) ($C_1 = \text{konst.}$).

Rekonstruktion und Identifikation elementarer Objekte

Die Rekonstruktion von elementaren Teilchen, d.h. Elektronen, Myonen und Photonen geschieht auf sehr einfachem Niveau. Nach der Neuberechnung der Phi-Koordinate durch den Einfluss des Magnetfeldes wird das Lepton/Photon direkt als im Detektor nachgewiesen deklariert, mögliche Konversionen werden nicht in Betracht gezogen. Danach wird der Effekt der Energieauflösung im Kalorimeter einbezogen. Die Elektronkorrektur beträgt $\delta E/E = G_1 \cdot 0.12/\sqrt{E} + G_2 \cdot 0.245/E^T + G_3 \cdot 0.007$, wobei G_i eine normalverteilte Zufallsvariable bedeutet. Ähnliche Werte gelten für Myonen und Photonen [48]. Einfache kinematische Randbedingungen und eine Prüfung auf ihre Isolation im Kalorimeter entscheiden dann, ob ein Teilchen als isoliert gilt. Ein Elektron/Photon (Myon) gilt dann als isoliert, wenn ein (kein) assoziierter Cluster gefunden wird, dazu kein nichtassoziierter Cluster in der Nähe ist, und die Energie der in der Nähe befindlichen Zellen einen Toleranzwert nicht übersteigt. Die Standardwerte für die kinematischen Grenzen und relevante Werte für den Isolationsalgorithmus von ATLFAST sind in Tabelle 5.1 gegeben. Die Isolation beinhaltet noch nicht die Rekonstruktionseffizienz der Leptonen/Photonen. Während die Rekonstruktionseffizienz in der vollen Simulation p_T , η und typabhängig ist, wird diese bei ATLFAST konstant mit 90% (90%) pro Lepton (Photon) beziffert.

Rekonstruktion und Identifikation zusammengesetzter Objekte

Kalorimetrische Zellen.

Die transversalen Energien aller stabilen Teilchen werden in den ATLFAST-Kalorimeterzellen gespeichert, wobei die kontinuierliche Verteilung der Teilchenpositionen den diskret angeordneten Kalorimeterzellen ($\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1 (0.2 \times 0.2)$) zugeordnet wird. Ausnahmen bilden Neutrinos, Myonen und das LSP.

Kalorimetrische Cluster.

Ein Cluster bezeichnet das Basisobjekt der ATLFAST Rekonstruktion von hadronischen Jets. Die Identifikation eines Cluster geschieht dabei wie folgt: Jede Kalorimeterzelle, die eine transversale Energie E_T von mehr als 1.5 GeV/c enthält, wird als Zentrum eines möglichen Clusters markiert. Alle Zellen, die sich innerhalb von $\Delta R \leq 0.4$ zu dieser „Initiatorzelle“ befinden, werden nun in die Berechnung der Clustersumme aufgenommen: in absteigenden Werten von E_T wird die transversale Energie der jeweiligen Zelle zum ursprünglichen Wert der Initiatorzelle addiert. Übersteigt die transversale Energiesumme ΣE_T der Zellen den Schwellenwert von 5 GeV/c, wird die η, ϕ -Position des Clusterzentrums aus den Positionen der beitragenden Zellen, gewichtet mit ihren Energieeinträgen, berechnet.

Rekonstruktion von Jets.

	min. p_T [GeV/c]	$ \eta $	Assoziierter Cluster: max. $\Delta R(e, \text{Cluster})$	min. ΔR : $\Delta R(e, \text{Cluster})$	max. E_T [GeV/c ²]	min. ΔR $\Delta R(e, \text{Cells})$
Elektron	5	2.5	0.15	0.4	10	0.2
Myon	6	2.5	0.0	0.4	10	0.2
Photon	5	2.5	0.1	0.4	10	0.2

Tabelle 5.1: *Kinematische Werte von ATLFAST zur Isolation von elementaren Objekten. Die Erklärung für die Größen finden sich im Text.*

In die Jet-Rekonstruktion gehen alle kalorimetrische Cluster ein, welche nicht zu einem rekonstruierten Elektron oder Photonen assoziiert worden sind. Die Clusterenergien werden gaussisch verschmiert und die Energie nichtisolierter Myonen wird dem Cluster hinzuaddiert. Ist die modifizierte Clusterenergie größer als die Jetrekonstruktionsschwelle ($E_T > 15$ GeV/c) wird der Cluster als Jet markiert.

Markierung des Quarktyps und Kalibration von Jets.

Mit der Generatorinformation kann ATLFAST unter Zuhilfenahme bestimmter Kriterien einen Jet als b,c- oder τ Jet markieren [48]. Mit dem Paket ATLFAST-B [48], welches in ATLFAST enthalten ist, ist es möglich, auf Rekonstruktionseffizienzen zu korrigieren oder die Energiekorrektur eines erkannten Jets durchzuführen.

Fehlende transversale Energie.

Die fehlende transversale Energie E_T^{miss} wird als Summe über alle rekonstruierten Leptonen und Photonen, Jets, Cluster – die nicht für die Jetrekonstruktion verwendet worden sind – und nichtisolierten Myonen gebildet. Alle Zellen mit Energieeinträgen, die nicht für die Clusterrekonstruktion einbezogen worden sind, werden mit einer Energieauflösungsfunktion verschmiert und deren transversale Energien dann dieser Summe hinzugefügt.

5 *Verwendete Programmpakete*

6 Analyse ZH ($H \rightarrow inv.$) im Standardmodell

6.1 Einführung

Dieses Kapitel beschreibt die durchgeführte Analyse zur Suche nach einem unsichtbar zerfallenden Higgs-Boson, welches in Assoziation mit einem Z-Boson produziert wird. Zuvor wird jedoch ein kurzer Überblick über die bisher durchgeführten Analysen in anderen Produktionskanälen gegeben. Danach wird die Analyse des ZH-Kanals detailliert beschrieben, und am Ende des Kapitels folgt ein Vergleich der Ergebnisse sowohl mit den restlichen Produktionskanälen für $H \rightarrow inv.$ als auch mit bereits existierenden Analysen des Produktionskanals ZH.

Eine Suche nach unsichtbar zerfallenden Higgs-Bosonen kann nur in Produktionskanälen mit assoziierten Teilchen durchgeführt werden, da diese benötigt werden, um das Ereignis zu triggern. Die vier dominanten Produktionsmechanismen für das Higgs-Boson am LHC, welche in Abschnitt 2.5.1 beschrieben worden sind, ergeben deshalb je eine unterschiedliche Ereignistopologie der Higgs Suche. Welche Möglichkeiten zur Entdeckung diese Produktionsmechanismen bieten, wird nun kurz beschrieben.

Gluon-Fusion ($gg \rightarrow H + jet$)

Dieser Produktionskanal (Abbildung 2.1a) besitzt für LHC-Schwerpunktenergien aufgrund der großen Gluondichte in der Proton-Strukturfunktion den größten Wirkungsquerschnitt. Der Endzustand enthält in niedrigster Ordnung Störungstheorie jedoch nur das unsichtbare Higgs-Boson. Daher ist eine nichtverschwindende Signatur des Endzustandes an eine vorherige Abstrahlung von Gluonen gebunden. Es ergibt sich eine Ereignistopologie mit einem Jet und großem fehlenden transversalen Impuls p_T^{miss} . Die Analyse in Ref. [51] zeigt, dass diese Information nicht genügt, um das Signal deutlich vom vorhandenen Untergrund – welcher hauptsächlich aus Z+jet und W+jet Ereignissen besteht – trennen zu können.

Vektor-Boson-Fusion ($qq \rightarrow qqH$)

Der Produktionskanal Vektor-Boson-Fusion (Abbildung 2.1b) zeichnet sich durch einen Jet in Vorwärtsrichtung und einen Jet in Rückwärtsrichtung aus. Diese entstehen aus den

6 Analyse ZH ($H \rightarrow inv.$) im Standardmodell

Quarks, die die schwachen Eichbosonen abstrahlen und stark in Strahlrichtung gestreut werden. Diese zwei Jets besitzen daher große Werte in der Pseudorapidität η . Zusätzlich sollte im zentralen Bereich des Detektors nur geringe hadronische Aktivität messbar sein, da zwischen den Quarks kein Farbaustausch stattfindet und das Higgs-Boson nicht in Standardmodell-Endzustände mit Farbladung zerfällt. Damit ergibt sich eine Signatur bestehend aus zwei Jets, welche in $\Delta\eta$ stark voneinander getrennt sind, und fehlendem transversalem Impuls p_T^{miss} . Der Untergrund zu diesem Signalprozess besteht hauptsächlich aus $W/Z+jj$ Ereignissen.

Obwohl dieser Prozess die höchste Signifikanz liefert [52], ist noch unklar, inwieweit dieser Prozess von den LHC-Experimenten mit den momentan vorgesehenen Triggerselektionen und Trigger-Hardware selektiert werden kann. Darüber hinaus stellt sich bei hohen Luminositäten die Frage der Messbarkeit des Prozesses generell, weil durch Überlagerungen mehrerer pp-Kollisionen („Pileup“) oder mehreren Wechselwirkungen innerhalb einer pp-Kollision („Multiple Interactions“) die Ereignisrate mit Jets in Vorwärtsrichtung um ein Vielfaches höher sein wird.

Assoziierte $t\bar{t}H$ -Produktion ($gg \rightarrow t\bar{t}H$)

Die Produktion eines unsichtbaren Higgs-Bosons mit einem $t\bar{t}$ -Paar [53, 54] gibt die dritte Ereignistopologie in den Szenarien eines unsichtbar zerfallenden Higgs (Abbildung 2.1d). Eine besondere Bedeutung kommt der korrekten Rekonstruktion der beiden Top-Quarks zu, die durch die kombinatorischen Möglichkeiten zur Rekonstruktion des $t\bar{t}$ -Paares aus den Jets erschwert wird. Allerdings können für diesen Kanal sowohl hadronische, als auch semileptonische Endzustände des W -Zerfalls verwendet werden. Die Kombination beider Endzustände bietet eine größere Signaleffizienz. Der Hauptuntergrund in diesem Kanal ist die am LHC dominante $t\bar{t}$ -Produktion, wenn ein Lepton aus dem W -Zerfall die Akzeptanz des Detektors verläßt, sowie die $t\bar{t}Z$ -Produktion, die durch $Z \rightarrow \nu\nu$ einen irreduziblen Untergrund darstellt.

Assoziierte W, Z -Produktion ($qq \rightarrow ZH, qq \rightarrow WH$)

Wie in Abbildung 2.1c zu sehen, ist eine assoziierte Produktion mit beiden Eichbosonen möglich. Ref. [55] stellt jedoch die WH -Produktion aufgrund des großen Wirkungsquerschnitts von Drell-Yan produzierten W -Bosonen als zu dominant heraus, um eine deutliche Trennung von Signal (WH) und Untergrund (W) ($S/\sqrt{B} \approx 0.7@10\text{fb}^{-1}$) zu ermöglichen. Die hier vorgestellte Analyse verwendet daher nur die Produktion mit einem assoziierten Z -Boson.

Obwohl der Wirkungsquerschnitt für die assoziierte ZH -Produktion um einen Faktor 30 gegenüber der Gluon-Fusion unterdrückt ist und dieser Produktionskanal in den Suchen nach dem Standardmodell Higgs-Boson nur eine untergeordnete Rolle spielt, zeigt es sich,

dass diesem Kanal bei Studien zum Entdeckungspotential eines unsichtbaren Higgs-Bosons eine wichtige Bedeutung zukommt. Die gute Rekonstruktion des leptonisch zerfallenden Z-Bosons ermöglicht nämlich auch bei hohen Luminositäten eine klare Triggersignatur.

6.2 Signal und Untergrundprozesse

Signalprozess

Das betrachtete Signal des Prozesses

$$pp \rightarrow ZH \rightarrow \ell\ell \cancel{p}_T \quad \text{mit } (\ell = e, \mu)$$

ergibt einen klaren Endzustand mit geringer Teilchenmultiplizität. Zwei Leptonen aus dem Z-Boson Zerfall mit hohen transversalen Impulsen und eine hohe fehlende transversale Energie aus dem unsichtbaren Higgs-Boson Zerfall sind die Kerngrößen des Signals. Durch die zwei Leptonen ist ein Signalereignis bei ATLAS selbst bei hohen Luminositäten leicht zu triggern (siehe Tabelle 4.2). Dieses Kriterium bietet einen großen Vorteil gegenüber dem Vektor-Boson-Fusions-Kanal [52], oder auch gegenüber der $t\bar{t}$ -Produktion [51]. Die Wirkungsquerschnitte und Wirkungsquerschnitte \times Verzweigungsverhältnis ($Z \rightarrow \ell\ell, \ell = e, \mu$) des Signals sind für verschiedene Higgs-Boson Massen in Tabelle 6.1 gezeigt. Der in dieser Analyse untersuchte Massenbereich erstreckt sich über $m_H=120 \dots 400 \text{ GeV}/c^2$.

Die Zerfallsrate des Higgs-Bosons in unsichtbare Teilchen wird zu 100% angenommen und der Wirkungsquerschnitt der assoziierten ZH-Produktion dem des Standardmodells gleichgesetzt.

Zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte wurden die Matrixelemente niedrigster Ordnung (Tree-Level) Störungstheorie verwendet, die in dem Monte-Carlo Programm PYTHIA [38] implementiert sind. Die Quark- und Gluondichten des Protons wurden gemäß der Parametrisierung CTEQ5L [39] verwendet. Die Simulation des Ereignisses ist auf Parton-Ebene mit PYTHIA durchgeführt worden. Als Simulation für den Detektor wurde in der gesamten Arbeit die schnelle Simulation ATLFAST [48] verwendet. Die technischen Details für die Prozesse sind in Tabelle A.1 nachzulesen.

Der transversale Impuls des unsichtbar zerfallenden Higgs-Bosons, welcher fast ausschließlich den hohen fehlenden transversalen Impuls des Signalereignis verursacht, ist in Abbildung 6.1 (links) für verschiedene Higgs-Boson-Massen gezeigt.

In Abbildung 6.1 (rechts) ist die Differenz des transversalen Impulses des Higgs-Bosons und der fehlenden transversalen Energie zu sehen. Für eine Higgs-Boson-Masse von $m_h=120 \text{ GeV}/c^2$ beträgt die Abweichung für 90% aller Fälle weniger als $15 \text{ GeV}/c^2$ und die angenommene Näherung $\cancel{p}_T = p_T^{Higgs}$ ist somit gerechtfertigt. Für schwere Higgs-Bosonen

6 Analyse ZH ($H \rightarrow inv.$) im Standardmodell

m_H	(GeV/c ²)	120	140	160	180	200	300	400
$\sigma(ZH)$	(fb)	700	423	285	197	141	43	26
$\sigma(ZH) \cdot BR(Z \rightarrow \ell\ell)$	(fb)	47.0	28.4	19.2	13.2	9.48	2.89	1.75

Tabelle 6.1: Wirkungsquerschnitte der ZH -Produktion und $\sigma \cdot BR(H \rightarrow inv = 100\%) \cdot BR(Z \rightarrow \ell\ell)$ mit $\ell = e, \mu$ als Funktion der Higgs-Boson Masse. Die Wirkungsquerschnitte sind mit PYTHIA und der CTEQ5L-Parametrisierung der Proton-Strukturfunktion berechnet worden [39].

wird die breitere Auflösung in Abbildung 6.1 (rechts) durch ein zu höheren Werten verschobenes Maximum der Verteilung (Abb. 6.1 (links)) kompensiert.

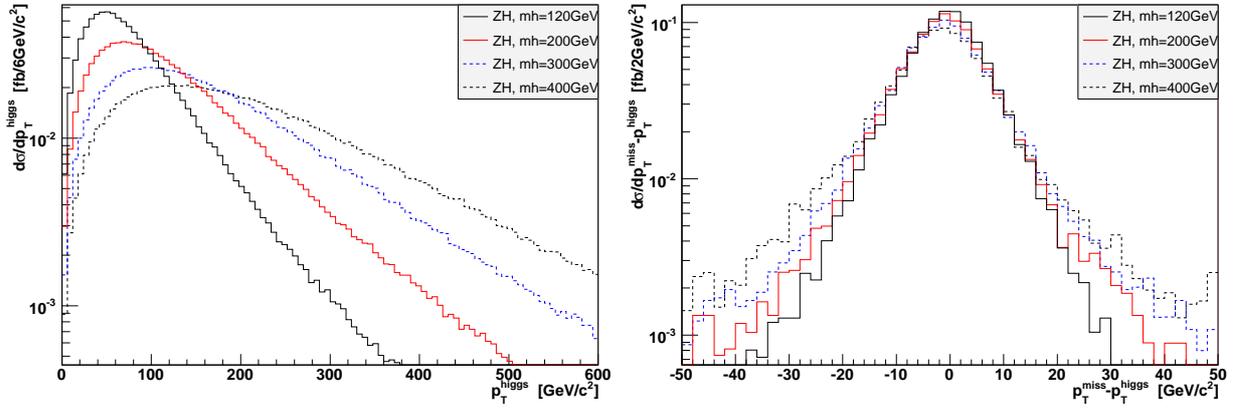


Abbildung 6.1: (Links:) Transversales Impulsspektrum des Higgs-Bosons für unterschiedliche Higgs-Boson Massen auf Partonebene. (Rechts:) Die Differenz $p_T^{\text{miss}} - p_T^{\text{Higgs}}$ für unterschiedliche Higgs-Boson Massen. Die Verteilungen sind jeweils auf Eins normiert.

Untergrundprozesse

Die Untergründe zum betrachteten Signalprozess setzen sich aus elektroschwacher Zwei-Boson-Produktion (WW , WZ , ZZ), $t\bar{t}$ -Paarproduktion und Z +Jet Produktion zusammen. Im Einzelnen sind folgende Prozesse untersucht worden.

- ZZ -Produktion, mit $ZZ \rightarrow \ell\nu\nu$, $ZZ \rightarrow \ell\ell\tau\tau$.

Dieser Prozess stellt einen irreduziblen Untergrund dar. Die Ereignistopologie des Endzustandes ist identisch mit der Signaltopologie. Obwohl im Gegensatz zu der ZH -Produktion die ZZ -Produktion über den t -Kanal erfolgt und auch der ZZ Produktionswirkungsquerschnitt vergleichsweise klein gegenüber den anderen Untergrund-

kanälen ist, verbleibt nach den Selektionen ein dominanter Anteil als irreduzibler Untergrund.

- WZ -Produktion, mit $Z \rightarrow \ell\ell$ und $W \rightarrow \ell\nu$, oder $W \rightarrow \tau\nu_\tau$.
Dieser Untergrundprozess trägt auf mehrere Arten zum Signal bei: Bei einem semileptonischen W -Zerfall kann das dritte Lepton des Ereignisses nicht identifiziert werden. Zerfällt das Tau-Lepton hadronisch, hat das die Existenz eines zusätzlichen Jets zur Folge. Dieser Jet ist meistens niederenergetisch mit einem geringen transversalen Impuls und ist daher nicht gut von intrinsischen Jets aus Gluonabstrahlung – welche auch im Signal vorhanden sind – zu trennen.
- $WW \rightarrow \ell\nu\ell\nu$.
Die WW -Produktion besitzt den größten Wirkungsquerschnitt der elektroschwachen Boson-Paarproduktionsprozesse. Trotz identischer Endprodukte ($p_T, \ell\ell$) kann dieser Prozess effizient unterdrückt werden, da das Massenspektrum der entstehenden Leptonen keine Z -Resonanzkurve aufzeigt. Aus dem unabhängigen Zerfall der beiden W -Bosonen und den daraus entstehenden Neutrinos ist auch eine andere Verteilung in der fehlenden Energie als im Signalprozess zu erwarten.
- $t\bar{t} \rightarrow WWb\bar{b} \rightarrow \ell\nu\ell\nu b\bar{b}$.
Die $t\bar{t}$ -Produktion stellt den dominanten Untergrund am LHC für viele Prozesse jenseits des Standardmodells dar. Der sehr große Wirkungsquerschnitt erfordert einen hohen Unterdrückungsfaktor gegenüber diesem Prozess. Ein signifikanter Beitrag durch semileptonisch zerfallende b -Jets ($b \rightarrow Wc$) ist jedoch noch zu erwarten, wenn aus den resultierenden Drei-Lepton-Endzuständen ein Lepton nicht im Akzeptanzbereich liegt. Weil jedoch keine Resonanz im Massenspektrum zu erwarten ist, kann dieser Prozess mit hoher Effizienz unterdrückt werden.
- Inklusive Z Produktion.
Der Drell-Yan Prozess $q\bar{q} \rightarrow \gamma/Z^* \rightarrow \ell\ell$, ($\ell = e, \mu, \tau$) stellt einen potentiellen Untergrundkanal dar. Ein weit oberhalb der Massenschale („high off shell“) produziertes Z -Boson ($Z \rightarrow \tau\tau$) kann – wenn beide Taus leptonisch zerfallen – den entstehenden Neutrinos genug transversale Energie übergeben, und die Bedingung für hohen fehlenden transversalen Impuls im Detektor ist gegeben. Im Zerfall $\gamma/Z^* \rightarrow \mu\mu$ dagegen ist die Größe des Beitrages an die Güte der Impulsauflösung des ATLAS-Myonsystems gebunden. Mit steigendem transversalen Impuls verschlechtert sich die Energieauflösung der Myonen deutlich und p_T^{miss} steigt an. Analog zur $t\bar{t}$ -Produktion darf Drell-Yan Z wegen des enormen Produktionswirkungsquerschnitts nicht vernachlässigt werden.

6 Analyse ZH ($H \rightarrow inv.$) im Standardmodell

Prozess	Wirkungsquerschnitt (pb)	#erwartete Ereignisse für 30 fb^{-1}	# Ereignisse generiert
ZZ	11.1	300k	15 Mio
WZ	26.8	750k	5 Mio
WW	70.1	2.1Mio	5 Mio
$t\bar{t}$	490	15Mio	300 Mio
Z ($p_T(Z) > 60 \text{ GeV}/c$)	591000	1.8 E9	100 Mio

Tabelle 6.2: *Produktionswirkungsquerschnitte wichtiger Standardmodelluntergründe. Alle Wirkungsquerschnitte werden inklusiv angegeben, ohne die Einberechnung der Leptonverzweigungsverhältnisse. Alle Werte beziehen sich auf die Berechnung in führender Ordnung des Monte-Carlo-Programms PYTHIA.*

Für diese Analyse sind Endzustände betrachtet worden, die nicht mehr als 2 Partonen im Endzustand des Matrixelementes beinhalten. Prozesse mit mehr Partonen im Endzustand (WWW -Produktion, ttW , etc.) wurden nicht untersucht. Zum einen vergrößert sich die Unterdrückung gegen Multipartikel-Endzustände, andererseits sind die Wirkungsquerschnitte dieser Prozesse stark gegenüber den 2-2 Standardmodell-Prozessen unterdrückt. Für alle Standardmodelluntergründe sind die Produktionswirkungsquerschnitte in Tabelle 6.2 zusammengefasst. Für alle betrachteten Kanäle wurden nicht nur leptonische, sondern alle möglichen Endzustände (inklusive hadronische) generiert. Eine Ausnahme bildet Drell-Yan-Z-Produktion, hier konnten aufgrund der benötigten Dauer der Simulation nur leptonische (e, μ, τ) Zerfälle generiert werden.

6.3 Ereignisselektion

Um Signal und Untergrund möglichst effektiv und rein voneinander trennen zu können, werden folgende Ereignisschnitte angewandt:

1. Trigger.

Um ein Ereignis zu triggern, wird der Zweileptonenttrigger – fortan DiLepton-Trigger genannt – verwendet. Ereignisse werden behalten, falls zwei Elektronen mit $p_T > 15 \text{ GeV}/c$ innerhalb $|\eta| < 2.5$ oder zwei Myonen mit $p_T > 10 \text{ GeV}/c$ innerhalb $|\eta| < 2.4$ im Endzustand gefunden werden. Eine leichte Anhebung der Triggereffizienz kann bei Verwendung eines SingleLepton-Triggers erreicht werden, wobei das in p_T führende Lepton etwa einen Faktor 2 an p_T gegenüber dem DiLepton-Trigger hat, das zweite Lepton jedoch unterhalb der DiLepton-Triggerschwelle bleibt. Diese Beiträge sind klein und wurden weiter nicht betrachtet.

2. Zwei Leptonen.

Nach oben muss die Anzahl der Leptonen begrenzt werden, um WZ - und auch $t\bar{t}$ -Produktion zu verwerfen. Dies geschieht, wenn man fordert, dass kein Ereignis mit einem identifizierten dritten Lepton mit $p_T > 7 \text{ GeV}/c$ und $|\eta| < 2.5$ behalten wird. Wie in Abschnitt 5.4.2 erwähnt, wird hier die Rekonstruktionseffizienz eines Leptons konstant in η und p_T mit 90% angesetzt.

3. Flavour + Ladung.

Um ein (reelles) Z -Boson rekonstruieren zu können, müssen die zwei rekonstruierten Leptonen gleiches Flavour und entgegengesetzte Ladung besitzen.

4. Z -Masse.

Für die Rekonstruktion eines reellen Z -Bosons wird gefordert, dass die invariante Masse der zwei Leptonen innerhalb eines Massenfensters von $10 \text{ GeV}/c^2$ um die Z -Masse liegt: $m_Z - 10 \text{ GeV}/c^2 \leq m_{\ell\ell} \leq m_Z + 10 \text{ GeV}/c^2$.

5. Fehlender transversaler Impuls p_T .

Es wird gefordert, dass der fehlende transversale Impuls $100 \text{ GeV}/c$ überschreitet.

6. Jet Veto.

Um den großen Untergrund der $t\bar{t}$ -Produktion zu unterdrücken, werden nur Ereignisse mit geringer hadronischer Aktivität selektiert. Ereignisse, die wenigstens einen Jet enthalten, der eine transversale Energie von mehr als $p_T > 30 \text{ GeV}/c$ hat und innerhalb $|\eta| < 4.9$ liegt, werden verworfen¹. Für die Energiekorrektur und Rekonstruktionseffizienz der Jets wurde der Standardalgorithmus aus dem Paket ATLFast-B verwendet.

7. b-jet Veto.

Zusätzlich zum vorangegangenen Schnitt werden Ereignisse verworfen, die wenigstens einen rekonstruierten b-Jet enthalten. Die Schwelle zur Identifikation eines b-Jets beträgt dabei $15 \text{ GeV}/c$. Das Veto auf einen b-Jet erhöht dadurch die Unterdrückung gegen $t\bar{t}$ Ereignisse, die durch den Zerfall $t\bar{t} \rightarrow WbWb$ zwei b-Jets enthalten. Die Effizienz, einen b-Jet als solchen zu identifizieren wurde zu 60%² gewählt. Der Faktor für die Fehlidentifikation eines leichten Quark-Jet als b-Jet wurde zu 100 (u,d-Jet), bzw. 10 (c-Jet) angenommen.

8. Transversale Masse.

Mit dem rekonstruierten Z -Boson und dem Vektor der fehlenden transversalen Energie wird das Di-Lepton- p_T System definiert. Die transversale Masse dieses Systems

¹Die relativ hohe Schwelle von $30 \text{ GeV}/c^2$ wurde gewählt, um die systematischen Unsicherheiten der Energieskalierung bei der Jetrekonstruktion möglichst gering zu halten.

²Dies entspricht der Standard-Parametrisierung in ATLFast.

6 Analyse ZH ($H \rightarrow inv.$) im Standardmodell

berechnet sich zu

$$m_T = \sqrt{2p_T^{\ell\ell} \cancel{p}_T (1 - \cos \Delta\phi)},$$

wobei $\Delta\phi$ die Differenz des azimuthalen Winkel zwischen dem Di-Lepton-System und dem Vektor der fehlenden transversalen Energie kennzeichnet und $p_T^{\ell\ell}$ der transversale Impuls des Di-Lepton-Systems ist. Um diesen Schnitt zu passieren, müssen Ereignisse eine transversale Masse von $m_T > 200 \text{ GeV}/c^2$ aufweisen.

Die Motivation für die Schnittwerte in den jeweiligen Verteilungen ist graphisch in Abbildung 6.2 gezeigt. Dort sind Signal und Untergrundprozesse vor dem jeweiligen Schnitt zu sehen: Die Massenverteilung des rekonstruierten Z-Bosons, die fehlende transversale Energie, die Anzahl rekonstruierter Jets mit $p_T > 30 \text{ GeV}/c$ sowie die transversale Masse m_T .

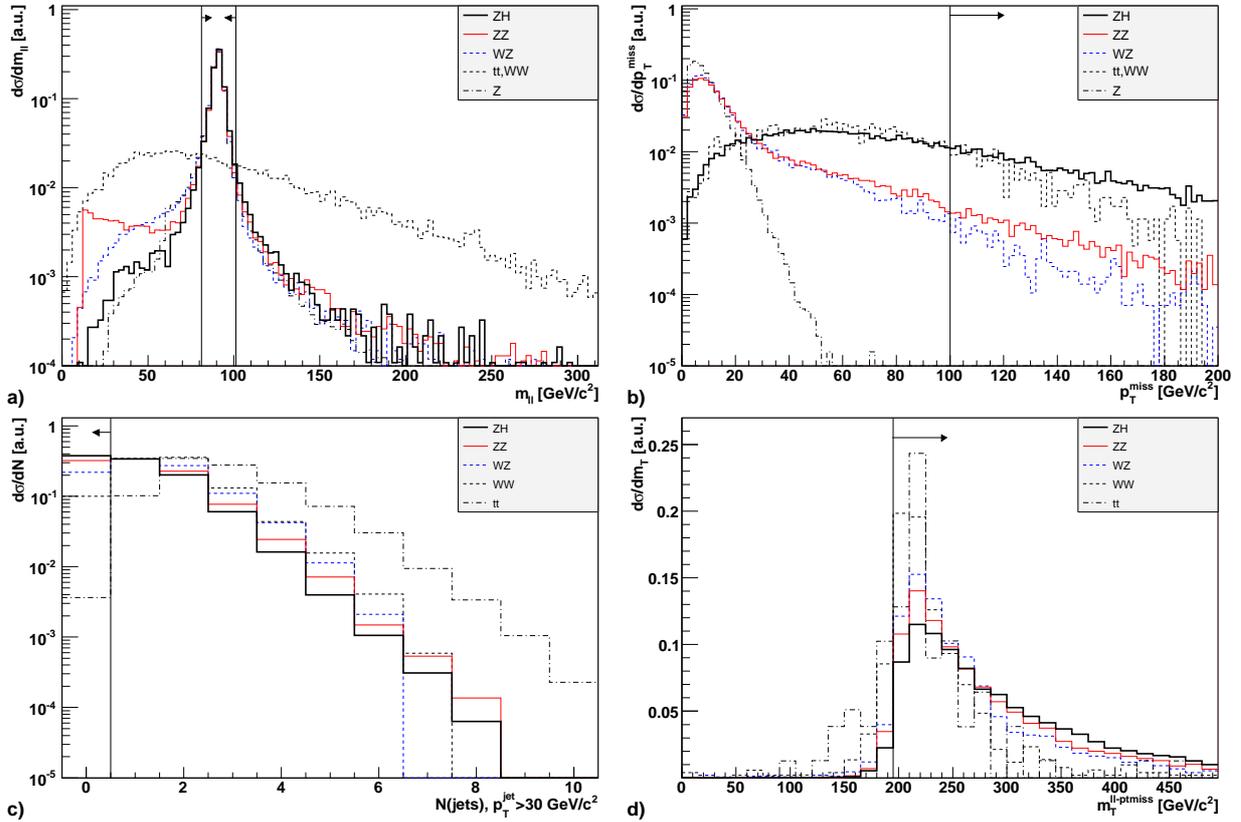


Abbildung 6.2: Signal und Untergrundverteilungen von a) der invarianten Lepton-Lepton-Masse, b) Fehlendem transversalem Impuls, c) der Anzahl rekonstruierter Jets mit $p_T > 30 \text{ GeV}/c$ und d) der transversalen Masse m_T , bevor die jeweiligen Schnitte darauf angewendet wurden. Alle Verteilungen sind auf Eins normiert und die Signalverteilung bezieht sich auf eine Higgs-Boson Masse von $120 \text{ GeV}/c^2$.

6.3 Ereignisselektion

σ [fb]	Signal	ZZ	WZ	WW	$t\bar{t}$	Z	Σ_{Bg}
Cut 0:	700	1.1 E4	2.7 E4	7.0 E4	4.9 E6	5.9 E8	5.9 E8
Cut 1: Trigger	26.1	784	1.0 E3	1.8 E3	1.8 E4	1.6 E4	1.6 E4
Cut 2: 2 Leptonen	21.1	615	726	1.4 E3	1.4 E4	1.2 E6	1.2 E6
Cut 3: Flavour+Ladung	20.9	602	627	718	6.8 E3	1.2 E6	1.2 E6
Cut 4: Z-Masse	18.7	502	531	94.0	915	9.4 E5	9.4 E5
Cut 5: p_T	5.74	15.8	7.86	1.43	162	-	186
Cut 6: Jet Veto	4.21	11.6	4.42	0.93	0.90	-	17.8
Cut 7: b-Jet Veto	4.14	11.3	4.34	0.92	0.66	-	17.2
Cut 8: Transversale Masse	3.97	10.7	3.97	0.77	0.31	-	15.75

Tabelle 6.3: Akzeptierte Wirkungsquerschnitte nach den jeweiligen Schnitten 1 bis 8 für ein Higgs-Boson Signal der Masse mit $m_H = 120 \text{ GeV}/c^2$ und den Standardmodell-Untergrundkanälen.

Die nach Anwendung der Schnitte akzeptierten Wirkungsquerschnitte sind in Tabelle 6.3 gezeigt. Die Verteilungen für das Signal korrespondieren zu einer Higgs-Boson Masse $120 \text{ GeV}/c^2$. Der Signalprozess hat den Wirkungsquerschnitt der dem des Standardmodell Higgs-Boson entspricht und ein vollständig unsichtbar zerfallendes Higgs-Boson wurde angenommen ($\text{BR}(H \rightarrow \text{inv}) = 1$).

Nach allen Selektionsschnitten wird ein Wirkungsquerschnitt des Signals von 3.97 fb erwartet. Der Untergrund wird durch die elektroschwache Paarboson-Produktion $q\bar{q} \rightarrow XX(X = Z, W)$ dominiert. Diese summieren sich zu 15.4 fb . Von der Paarboson-Produktion bildet der irreduzible Untergrund $ZZ \rightarrow \ell\nu\nu$ den dominanten Anteil mit ca. 70%. Der Anteil des Kanals $ZZ \rightarrow \ell\ell\tau\tau$ verschwindet hingegen. Die reduzierbaren Untergründe können durch die einfachen Selektionsschnitte stark unterdrückt werden, der Beitrag der $t\bar{t}$ -Produktion beträgt mit 0.3 fb nur 10% des Signalwirkungsquerschnitts. Das Signal-zu-Untergrundverhältnis beträgt ungefähr 1:4. Jedoch ist zu erwähnen, dass keine Higgs-Boson-Massenresonanz rekonstruiert werden kann und ein Nachweis des Signal nur aufgrund eines Überschusses an Ereignissen über dem erwarteten Standardmodelluntergrund deklariert werden kann.

Schließlich wurde die Analyse für verschiedene Higgs-Boson-Massen durchgeführt. Die akzeptierten Wirkungsquerschnitte für einen Higgs-Boson Massenbereich von 120 und $400 \text{ GeV}/c^2$ sind in Tabelle 6.4 angegeben. Das Signal-zu-Untergrundverhältnis reicht dabei von 26% (für $m_H = 120 \text{ GeV}/c^2$) bis 1.3% (für $m_H = 400 \text{ GeV}/c^2$). Der begrenzende Parameter in der Analyse für verschiedene Higgs-Boson-Massen ist der zu schwereren Massen hin deutlich sinkende Produktionswirkungsquerschnitt (siehe hierzu auch Abbildung 7.1 auf Seite 71).

6 Analyse ZH ($H \rightarrow inv.$) im Standardmodell

m_H (GeV/ c^2)	120	140	160	180	200	300	400
Cut 0	700	432	285	196	140	43	25.9
Cut 1: Trigger	26.1	16.6	11.2	7.90	5.77	1.73	0.96
Cut 2: 2 Leptonen	21.1	13.4	9.10	6.39	4.67	1.40	0.78
Cut 3: Flavour+Ladung	20.9	13.3	9.00	6.31	4.61	1.38	0.77
Cut 4: Z-Masse	18.7	11.9	8.07	5.66	4.10	1.18	0.62
Cut 5: p_T	5.74	4.46	3.49	2.70	2.31	0.72	0.32
Cut 6: Jet Veto	4.21	3.21	2.49	1.91	1.49	0.48	0.21
Cut 7: b-Jet Veto	4.14	3.16	2.45	1.88	1.46	0.47	0.21
Cut 8: Transversale Masse	3.97	3.04	2.37	1.83	1.43	0.46	0.20

Tabelle 6.4: Akzeptierte Wirkungsquerschnitte nach Anwendung der Selektionsschnitte 1 bis 8 (siehe Text) für verschiedene Higgs-Boson-Massen im Bereich von 120 bis 400 GeV/ c^2 .

6.4 Experimentelle Abschätzung der Untergründe

Eine Abschätzung der dominanten Untergrundkanäle der ZZ und WZ -Produktion kann im ATLAS Experiment direkt durch die gemessenen Daten aus den Untergrundkanälen selbst ermittelt werden. Insbesondere ist eine damit eine Methode verfügbar, die nur wenig von absoluten theoretischen Vorherhersagen abhängt. Da diese meist mit großen Unsicherheiten verbunden sind, sind die im Folgenden dargestellten Methoden robuster. Ihr Einfluss hängt hauptsächlich von relativen theoretischen Größen ab, die jedoch gut bekannt sind, oder gut modelliert werden können. Der Vorgang der Untergrundnormierung wird nun für die Hauptbeiträge erörtert.

6.4.1 Experimentelle Normierung der ZZ -Produktion

Grundprinzip der Normierung

Das Prinzip zur absoluten Bestimmung des finalen akzeptierten Wirkungsquerschnitts des $ZZ \rightarrow ll\nu\nu$ -Untergrundes ist die Messung des Kanals $ZZ \rightarrow llll$: Der gesuchte Wirkungsquerschnitt des *Signal*-Untergrundkanals $ZZ \rightarrow ll\nu\nu$ berechnet sich dann über Multiplikation der Verzweigungsverhältnisse $BR(ZZ \rightarrow ll\nu\nu)/BR(ZZ \rightarrow llll)$ [2] und Akzeptanzkorrekturen.

Diese naive Annahme des Prinzips der Bestimmung des Wirkungsquerschnitts muss durch einige wichtige Korrekturen modifiziert werden. Zunächst muss sichergestellt werden, dass der Untergrundnormierungskanal $ZZ \rightarrow llll$ seinerseits nicht durch dritte Untergrundkanäle beeinflusst wird. Dies wurde im ATLAS Technical Design Report [34] für die $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\ell$ Analyse³ bereits untersucht. In Endzuständen mit zwei On-Shell Z-Bosonen

³Zur Suche eines sichtbaren Higgs-Bosons.

konnte kein anderer Untergrund als das Kontinuum der ZZ-Produktion - was in dieser Untergrundnormierung das Signal darstellt - identifiziert werden.

Desweiteren müssen für die Normierung die Selektionsschnitte angepasst werden, damit die 4-Lepton- Analyse und die 2-Lepton/2-Neutrino-Analyse adäquat behandelt werden können.

Im vorliegenden Fall erwartet man naiv, dass der ZZ-Untergrundkanal und ZZ-Normierungskanal sich um den Faktor

$$R = \frac{\text{BR}(ZZ \rightarrow \ell\nu\nu)}{\text{BR}(ZZ \rightarrow \ell\ell\ell)} = 2 \cdot \frac{\text{BR}(Z \rightarrow \nu\nu)}{\text{BR}(Z \rightarrow \ell\ell)} \quad (6.1)$$

in den akzeptierten Wirkungsquerschnitten unterscheiden. Werden nur zwei Leptonarten (e, μ) betrachtet, sollte dieser Faktor 5.98 betragen. Erste Korrekturen können von $Z \rightarrow \tau\tau$ stammen, die das erwartete R leicht nach unten bewegen, infolge der leptonischen Tau-Zerfälle $\tau \rightarrow \ell\bar{\nu}_\tau\nu_\ell$. Weil im Tau-Zerfall jedoch zwei zusätzliche Neutrinos auftreten, wird das erwartete p_T -Spektrum der Leptonen weicher sein, und das Spektrum der $\ell\ell$ -Masse wird nicht resonant bei der Z-Masse auftreten.

Selektion des Normierungskanals

In Tabelle 6.5 werden nun Selektionsschnitte und modifizierte Normierungsselektionsschnitte angewandt und akzeptierte Wirkungsquerschnitte und gemessene Verhältnisse der Wirkungsquerschnitte sind gezeigt. In beiden Fällen - Untergrundkanal und Normierungskanal - wird dabei angenommen, dass nur die ZZ-Produktion zum Endzustand beiträgt. Alle Zahlen wurden aus einem simulierten ZZ-Monte-Carlo Satz genügend hoher Statistik⁴ extrahiert. Im oberen Teil der Tabelle sind die Zahlen dargestellt, die im ATLAS-Experiment messbar wären. Um den $Z \rightarrow \tau\tau$ Beitrag aufzuzeigen, wird jeder Eintrag doppelt dargestellt: Die Zahlen in runden Klammern repräsentieren dabei die Ereignisse, in denen $Z \rightarrow \tau\tau$ ausgeschlossen wurde. Folgende Selektionsschnitte sind für den Signal/Normierungskanal angewandt worden:

- Trigger: Entweder zwei Elektronen mit einem transversalen Impuls $p_T > 15$ GeV/c innerhalb $|\eta| < 2.5$, oder zwei Myonen mit $p_T > 10$ GeV/c innerhalb $|\eta| < 2.4$ werden verlangt.
- Lepton-Schnitte: Die in den Triggerschnitten gefundenen Leptonen müssen zusätzlich isoliert sein, und kein drittes Lepton oberhalb der Rekonstruktionsschwelle von $p_T > 7$ GeV/c innerhalb $|\eta| < 2.5$ darf identifiziert werden. In der 4 ℓ -Selektion werden dagegen zwei zusätzliche Leptonen oberhalb $p_T > 7$ GeV/c innerhalb $|\eta| < 2.5$ gefordert. Die ATLAS-Leptonrekonstruktionseffizienz wird analog zu Abschnitt 6.3 zu konstant 90% pro Lepton angenommen.

⁴15 Mio. vollständig simulierte ZZ-Ereignisse.

	Keine Schnitte	Trigger Schnitte	Leptonen Schnitte	Z-Masse Schnitte	$\cancel{p}_T >$ 100 GeV/c	Jet vetos	$m_T >$ 200 GeV/c ²	Gelockerte Schnitte
σ_{acc} (fb) $ZZ \rightarrow \ell\nu\nu$ Analyse	11092 (10239)	784 (735)	602 (573)	502 (483)	15.8 (15.4)	11.3 (11.2)	$10.7_{\pm 0.1}$ stat. (10.5)	67.6 (64.7)
σ_{acc} (fb) $ZZ \rightarrow 4\ell$ Analyse	11092 (10239)	784 (735)	12.0 (11.7)	8.09 (8.07)	1.27 (1.26)	0.92 (0.90)	$0.85_{\pm 0.02}$ stat. ($0.85_{\pm 0.02}$ stat.)	$4.95_{\pm 0.05}$ stat. ($4.94_{\pm 0.05}$ stat.)
Verhältnis		1	50	60	12.4	12.3	$12.6_{\pm 0.3}$ stat.	$13.6_{\pm 0.15}$ stat.
Verhältnis (ohne $Z \rightarrow \tau\tau$)		(1)	(48)	(60)	(12.2)	(12.4)	($12.4_{\pm 0.3}$ stat.)	($13.2_{\pm 0.15}$ stat.)

Leptonen Schnitte auf Neutrinos übertragen (Parton Ebene):

σ_{acc} (fb) $ZZ \rightarrow \ell\nu\nu$ Analyse	11092 (10239)	778 (735)	62.4 (61.2)	48.7 (48.7)	7.69 (7.69)	5.66 (5.66)	$5.36_{\pm 0.05}$ stat. $5.36_{\pm 0.05}$ stat.	29.8 (29.67)
σ_{acc} (fb) $ZZ \rightarrow 4\ell$ Analyse	11092 (10239)	784 (735)	12.0 (11.7)	8.09 (8.07)	1.27 (1.26)	0.92 (0.90)	$0.85_{\pm 0.02}$ stat. ($0.85_{\pm 0.02}$ stat.)	$4.95_{\pm 0.05}$ stat. ($4.94_{\pm 0.05}$ stat.)
Verhältnis (exp.:5.98)		1	5.20	6.02	6.05	6.12	$6.27_{\pm 0.16}$ stat.	$6.02_{\pm 0.06}$ stat.
Verhältnis (ohne $Z \rightarrow \tau\tau$)		(1)	(5.22)	(6.02)	(6.11)	(6.27)	($6.32_{\pm 0.16}$ stat.)	($6.03_{\pm 0.06}$ stat.)

Tabelle 6.5: Akzeptierte Wirkungsquerschnitte der $ZZ \rightarrow 4\ell$ und $ZZ \rightarrow \ell\nu\nu$ Selektionen. In oberen Teil der Tabelle werden Selektionsschnitte auf Detektorebene angewandt, im unteren Teil werden an den benötigten Stellen Informationen der Parton-Information für die Neutrinos verwendet.

6.4 Experimentelle Abschätzung der Untergründe

- **Z-Masse:** Man rekonstruiert zwei on-shell Z-Bosonen, d.h. ein/zwei Leptonenpaare gleichen Typs mit konträrer Ladung und der invarianten Masse von $80 \text{ GeV}/c^2 < m_{\ell\ell} < 100 \text{ GeV}/c^2$. Im Falle von mehreren kombinatorischen Möglichkeiten zur Rekonstruktion der Paare wird diejenige Kombination der möglichen rekonstruierten Z-Paare ausgewählt, die das χ^2 der Massensumme minimiert: $\chi^2 = (m_{Z_1} - m_Z)^2 + (m_{Z_2} - m_Z)^2$.
- **Fehlende transversale Energie:** Für die Selektion der $\ell\ell\nu\nu$ Endzustände wird die Forderung nach hohem fehlenden transversalem Impuls gestellt. Da in der 4ℓ -Selektion bereits vier Leptonen ausgewählt worden sind, wird hier der Vektor des fehlenden transversalen Impulses durch das zweite rekonstruierte Z-Boson korrigiert: ein zufällig ausgewähltes Z-Boson wird dem ursprünglichen \cancel{p}_T -Vektor hinzugefügt. Der Selektionsschnitt der transversalen Energie ergibt sich dann als Bedingung für den korrigierten \cancel{p}_T -Vektor: $\cancel{p}_T > 100 \text{ GeV}/c$.
- **Jet-Vetos:** Die Forderungen für die Anzahl der rekonstruierten Jets und b-Jets werden aus Abschnitt 6.3 unverändert übernommen.
- **Transversale Masse:** Analog zu dem Schnitt auf die fehlende transversale Energie wird in der 4ℓ Selektion die transversale Masse nun mit dem korrigierten \cancel{p}_T -Vektor auf die Bedingung von Abschnitt 6.3 geprüft: $m_T > 200 \text{ GeV}/c^2$.

Nach den Schnitten auf die Jets und m_T erhält man einen akzeptierten Wirkungsquerschnitt von 0.85 fb , der Normierungsfaktor R beträgt dann 12.58 ± 0.32 zwischen den zwei Kanälen. Wie in der Tabelle an den in Klammern gesetzten Zahlen zu sehen, ist der Beitrag des $Z \rightarrow \tau\tau$ Zerfallskanals im 4ℓ -Kanal bereits nach dem Z-Massenschnitt vernachlässigbar klein, wogegen in der $\ell\ell\nu\nu$ Selektion noch ein geringer Anteil beiträgt. Der dominante Anteil der hadronisch zerfallenden Taus wird durch die Vetos auf die Jets verworfen. Das Verzweigungsverhältnis ist mit einem Wert von 12.58 um einen Faktor 2 größer als der erwartete Wert 5.98. Dies liegt an den Unterschieden in der Akzeptanz und Effizienz der zwei zusätzlich vorhandenen Leptonen im 4ℓ -Kanal gegenüber den zwei Neutrinos. Im folgenden Abschnitt wird nun der jeweilige Einfluss dieser Unterschiede möglichst genau quantifiziert.

Leptonrekonstruktion im Untergrundkanal

Die Ergebnisse der Neutrinokorrekturen sind im unteren Teil von Tabelle 6.5 dargestellt. Die Selektionsschnitte sind auf solche Weise modifiziert worden, dass Neutrinos aus den $Z \rightarrow \nu\nu$ Zerfällen in der $\ell\ell\cancel{p}_T$ Analyse als Leptonen⁵ behandelt werden können. Die

⁵Genauer: als ungeladene Myonen.

6 Analyse $ZH (H \rightarrow inv.)$ im Standardmodell

Ereignissimulation wurde für diesen Zweck so geändert, dass Neutrinos den ATLFAS-Isolationsalgorithmus der Myonen durchlaufen und analog ihre Energie nicht im Kalorimeter deponieren. Um Neutrinos und Leptonen konsistent zu behandeln, sind weitere Effizienzkorrekturen notwendig. So unterscheiden sich die ATLFAS-Isolationsalgorithmen bei der Suche nach isolierten Myonen und Elektronen. Für Elektronen werden Energiedepositionen, die innerhalb eines engen Ringes (Cone) der Breite $\Delta R < 0.15$ um das wahre Elektron liegen, zum Elektroncluster (analog dem Elektronkandidat in der vollen Simulation) addiert. Jegliche Energiedeposition, die innerhalb dieser Clustergröße liegt, wird in der darauffolgenden Isolationsenergiesumme innerhalb eines leicht breiteren Ringes von $\Delta R < 0.2$ nicht mit einbezogen. Weil Myonen keinen Cluster im ATLAS (und ATLFAS)-Kalorimeter hinterlassen, werden hier alle solche Energiedepositionen für die Summe der Isolationsenergie verwendet. Dies erhöht für Myonen die Wahrscheinlichkeit, als nicht isoliert markiert zu werden. Die Nachweiswahrscheinlichkeit ist also für Myonen/Neutrinos geringer als für Elektronen. Dies ist in Abbildung 6.3 dargestellt: Der maximale Abstand des assoziierten Clusters wurde hier über einen Bereich von $\Delta R = 0$ bis $\Delta R = 0.45$ variiert und im ATLFAS-Isolationsalgorithmus die Effizienz der Zuordnung Parton und rekonstruiertes Lepton/Neutrino⁶ gemessen. Für simulierte Ereignisse ohne reelle Photonabstrahlung werden Neutrinos und Myonen gleich behandelt, die Elektroneffizienz nimmt stark ab, sobald der assoziierte Cluster unterhalb der Standardschwelle von $\Delta R = 0.15$ gesetzt wird. Die Abbildung 6.3 (links) bezieht sich auf die $ZZ \rightarrow \ell\nu\nu$ -Ereignisse, und Abbildung 6.3 (rechts) zeigt die Isolationseffizienzen für die $ZZ \rightarrow 4\ell$ -Ereignisse. Die Isolationseffizienzen für die jeweiligen Leptontypen unterscheiden sich dabei in den unterschiedlichen Kanälen nicht. Für die betrachteten Normierungskanäle sind die Isolationseffizienzen der verschiedenen ZZ -Endzustände in Tabelle 6.6 gegeben. Diese Werte sind analog zum Identifikationsbereich von ATLFAS berechnet für die Parton-Leptonen mit $p_T > 6$ GeV/c innerhalb $|\eta| < 2.5$. Um Nebeneffekte der Energieauflösung zu vermeiden, wurden für die Isolationseffizienzen in den Abbildungen 6.3 bis 6.5 alle Leptonen auf Simulationsebene mit $p_T > 6$ GeV/c und $|\eta| < 5$ in ATLFAS als identifiziert betrachtet.

In die Isolationseffizienzen gehen neben den unterschiedlichen Leptontypen die Effekte der elektromagnetischen Matrixelementkorrekturen (Final State Radiation = reelle Photonabstrahlung) ein. Die Abstrahlung von Photonen führt bei Elektronen und Myonen gleichermaßen zu einer Verringerung der Isolationseffizienz. In Tabelle 6.6 werden beide Fälle berücksichtigt. Der Einfluss der Final State Radiation auf die Isolationseffizienz ist ebenso in Abbildung 6.4 komplementär zu Abbildung 6.3 gezeigt. Aus den Zahlen in der Tabelle lässt sich eine Wahrscheinlichkeit von 92.7% (98.8%) angeben, bei vorhandener (unterdrückter) Photonabstrahlung ein Elektron isoliert zu finden. Für Myonen ist dies 91.2%, beziehungsweise 95.0%. Ohne Final State Radiation sind die Isolationseffizienzen

⁶Dem Leser sollte immer bewusst sein, dass die ATLFAS-Rekonstruktion der Neutrinos nur zur Validierung der in Tabelle 6.5 angewandten Methode geschieht und im Experiment nicht anwendbar ist.

6.4 Experimentelle Abschätzung der Untergründe

		Leptonisolation Effizienzen ϵ [%]			
		$ZZ \rightarrow 4l$ Daten	$ZZ \rightarrow ll\nu\nu$ Daten		Korrekturfaktor
mit FSR	$\mu\mu\mu\mu$	69.1			0.907
	$\mu\mu ee$	71.5	$ll\nu\nu$	76.2	0.938
	$eeee$	73.8			0.969
ohne FSR	$\mu\mu\mu\mu$	81.4			0.961
	$\mu\mu ee$	88.3	$ll\nu\nu$	84.7	1.043
	$eeee$	95.1			1.123

Tabelle 6.6: Isolationseffizienzen pro Ereignis des ATLFAST-Isolationsalgorithmus für die betrachteten ZZ -Endzustände.

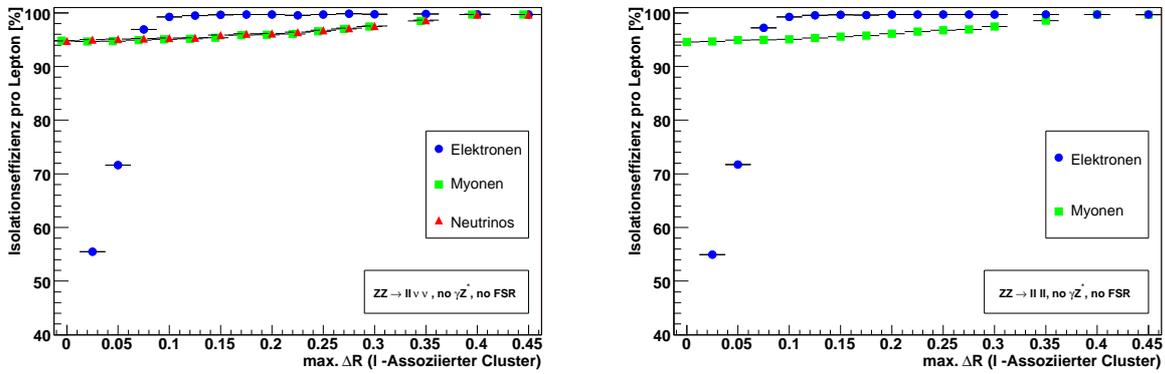


Abbildung 6.3: Dargestellt ist die Wahrscheinlichkeit ein isoliertes Lepton/Neutrino nachzuweisen. Variiert wurde hier die maximale Entfernung (in ΔR) des assoziierten Clusters bei unterdrückter Photonabstrahlung. Für geringes ΔR zum assoziierten Cluster sinkt die Effizienz der Elektronen, während sie für Myonen und Neutrinos annähernd konstant bleibt. Links: Isolationseffizienzen des $ZZ \rightarrow ll\nu\nu$ Kanals. Rechts: Isolationseffizienzen des $ZZ \rightarrow 4l$ Kanals.

für Myonen und Neutrinos gleich, da im Isolationsalgorithmus kein nennenswert wichtiger Unterschied mehr auftritt⁷.

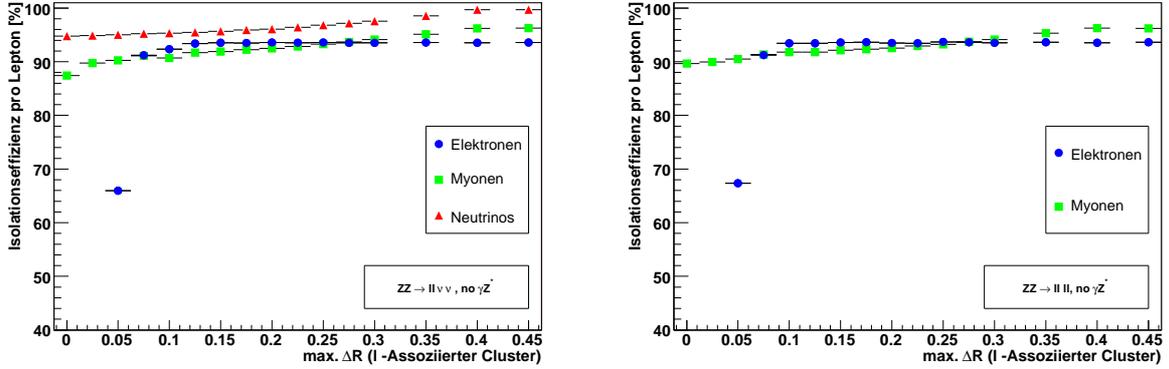
Ebenfalls werden in Tabelle 6.6 die Korrekturen auf die Effizienz der Isolation, d.h. das Verhältnis der Effizienzen, gemessen im $4l$ -Kanal und im $ll\nu\nu$ -Kanal, gezeigt. Diese werden in den Analyseschnitten als konstanter Faktor in der Ereignisgewichtung des Selektionschnittes „Leptonen-Schnitte“ in Tabelle 6.5 berücksichtigt.

Die Neutrिनorekonstruktionseffizienz wird wie für die Leptonen ebenfalls zu 90%, unabhängig von p_T und η , angenommen.

Der Schnitt auf die invariante Z -Masse in der llp_T -Selektion wird sowohl für die Leptonen, als auch für die Neutrinos appliziert.

⁷Der Unterschied durch den Einfluss des Magnetfeldes kann durch die hohen transversalen Impulse für die Isolation nicht nachgewiesen werden.

6 Analyse ZH ($H \rightarrow inv.$) im Standardmodell



Abbildungung 6.4: Dargestellt ist die Wahrscheinlichkeit ein isoliertes Lepton/Neutrino nachzuweisen. Variiert wurde hier die maximale Entfernung (in ΔR) des assoziierten Clusters, mit Einbezug der Photonabstrahlung. Die Isolationseffizienz für ein Neutrino gegenüber einem Myon wird überschätzt, da Photonen der Myon-Vertexkorrektur zur Energie im Isolationsring beitragen. Links: Isolationseffizienzen des $ZZ \rightarrow ll\nu\nu$ Kanals. Rechts: Isolationseffizienzen des $ZZ \rightarrow ll$ Kanals.

Begrenzung der Statistik

Aufgrund des geringen Verzweigungsverhältnisses $Z \rightarrow \ell\ell$ wird die am Ende verfügbare Genauigkeit der ZZ -Untergrundnormierung durch den statistischen Fehler der Anzahl registrierter $ZZ \rightarrow 4\ell$ -Ereignisse begrenzt. Um diesen Fehler zu reduzieren, werden die Schwellen der limitierenden Selektionsschnitte - die Schnitte auf p_T und m_T - zurückgesetzt: Der m_T -Schnitt wird nicht angewandt, und der fehlende (bzw. der korrigierte) transversale Impuls wird auf 30 GeV/c herabgesetzt. Durch die Lockerung dieser Selektionsschnitte ist es möglich, den akzeptierten Wirkungsquerschnitt um einen Faktor 6 auf 4.95 fb zu vergrößern.

Schließlich setzt sich der in Gleichung 6.1 eingeführte Untergrundnormierungsfaktor R_{ZZ} aus folgenden Größen zusammen:

$$\begin{aligned} R_{ZZ} &= 2 \cdot \frac{BR(Z \rightarrow \nu\nu)}{BR(Z \rightarrow \ell\ell)} \cdot \xi_\tau \cdot \xi_{lept} \\ &= 5.98 \cdot 1.043 \cdot 2.190 = 13.65, \end{aligned}$$

Die einzelnen Korrekturfaktoren ξ_i ($\xi_\tau = 1.043$, $\xi_{lept} = 2.190$) wurden aus den Werten in Tabelle 6.5 bestimmt. Systematische Unsicherheiten bestimmen auch diese Faktoren, wobei der größte Effekt bei der Korrektur auf Unsicherheiten in Identifikation, Akzeptanz und Isolation der Leptonen, verglichen mit Neutrinos, zurückzuführen ist. Für die folgende Berechnung wird angenommen, dass die Bestimmung dieses Faktors mit einer Unsicherheit von 2% aus dem Monte Carlo übernommen werden kann. Dies wird hauptsächlich Unsi-

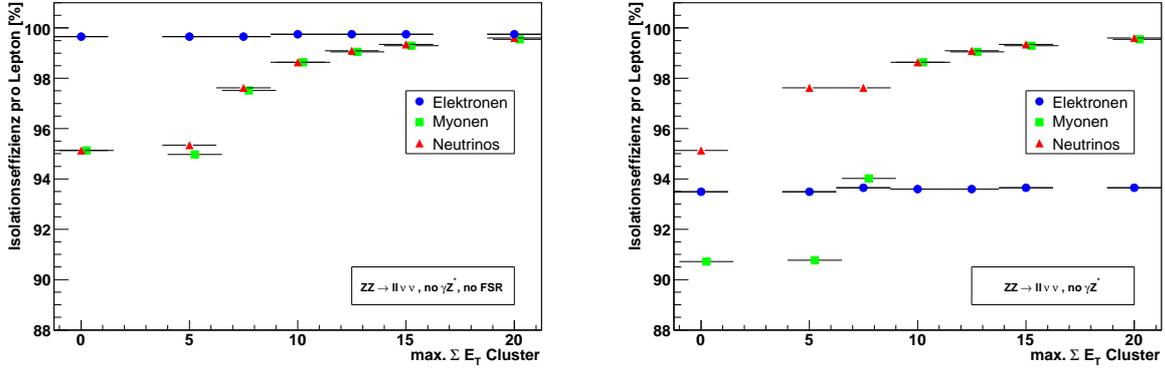


Abbildung 6.5: Isolationseffizienz für ein Lepton/Neutrino in Abhängigkeit der maximalen transversalen Clustersumme ΣE_T . Links: ohne reelle Photonabstrahlung. Rechts: mit reeller Photonabstrahlung. Beiden Darstellungen liegt ein $ZZ \rightarrow ll\nu\nu$ -Datensatz zugrunde.

cherheiten der Leptonidentifikation beinhalten, die hier für Leptonen/Neutrinos als gleich angenommen worden sind, im ATLAS-Experiment sich aber im Verhältnis R_{ZZ} nicht aufheben. Die Unsicherheit auf den Faktor ξ_τ wird vernachlässigt, da die Tau-Beiträge nur einen unbedeutenden Anteil am ZZ -Untergrund darstellen.

Unsicherheiten durch Lockerung der Selektionsschnitte

Um eine verlässlichere Statistik im $ZZ \rightarrow 4\ell$ -Kanal zu erreichen, werden die Selektionsschnitte gelockert. Dadurch ändert sich allerdings der durch die Selektionskriterien definierte Phasenraum: Man entfernt sich vom Ziel, den eigentlichen Untergrundkanal $ZZ \rightarrow ll\nu\nu$ auf identische Weise durch den Normierungskanal abzubilden. Insofern muss man sich der Frage stellen, ob eine Lockerung der Schnitte den abgebildeten Phasenraum der ZZ -Produktion nicht so verändert, dass relevante Verteilungen der Analyse falsch beschrieben werden. Diese Frage kann an den Paarboson-Spektren beantwortet werden: In Abbildung 6.6 sind die Spektren des transversalen Impulses p_T , sowie der Pseudorapidität η des ZZ -Systems der $ZZ \rightarrow ll\nu\nu$ -Selektion einander gegenübergestellt. Die Spektren der harten Schnitte sind auf die Wirkungsquerschnitte der Spektren für die weichen Schnitte skaliert, eine integrierte Luminosität von $\int \mathcal{L} dt = 100 \text{ fb}^{-1}$ angenommen. Der kleinstmögliche statistische Fehler ist für die untersuchten Szenarien bei 100 fb^{-1} und den weichen Schnitten zu erwarten und ist durch das grau schraffierte Band dargestellt. Innerhalb dieser Unsicherheiten zeigen beide Kurven jeweils eine gute Übereinstimmung.

Für den gesamten Normierungsprozess des ZZ -Kanals ist die Anmerkung essentiell,

6 Analyse ZH ($H \rightarrow inv.$) im Standardmodell

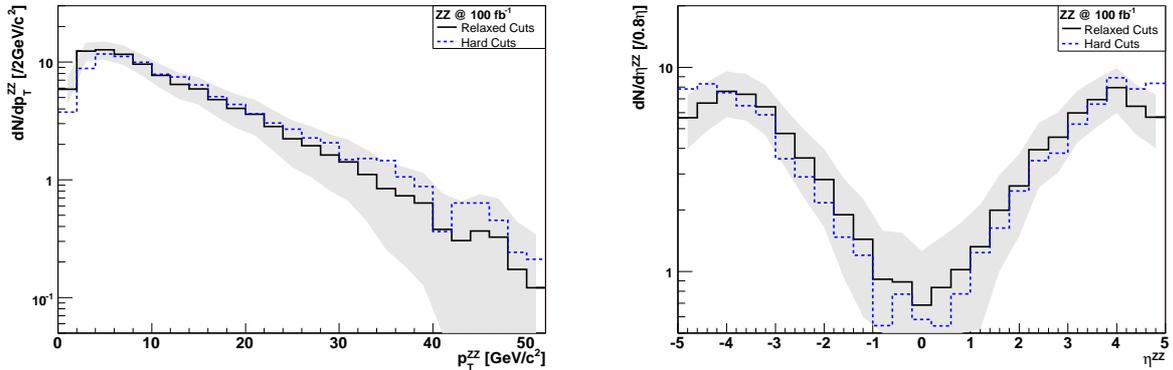


Abbildung 6.6: Links: Die p_T -Verteilung (links) und η -Verteilung (rechts) des ZZ-Systems auf Parton-Ebene nach gelockerten (durchgezogene Linie) und nach allen Schnitten (gestrichelte Linie). Die grau schraffierte Fläche gibt die Unsicherheit aufgrund des statistischen Fehlers für eine integrierte Luminosität von 100 fb^{-1} an. Beide Abbildungen sind auf die gleiche Zahl von Ereignissen (für die gelockerten Schnitte) normiert.

dass alle Unterschiede in Effizienz, Akzeptanz und Identifikation der Leptonen auf den Implementationen der schnellen Simulation ATLFEST aufbauen. Mit Sicherheit werden die hier vorgestellten Zahlen in einem Vergleich mit der vollen Simulation oder mit echten Daten so nicht bestehen können. Dennoch ist es äußerst wichtig, diese subtilen Effekte auf dieser Ebene zu untersuchen. Denn aller Voraussicht nach wird in der vollen Simulation nicht die Menge an Ereignissen verfügbar sein, um diese Effekte überhaupt sehen zu können.

Für einen Datensatz mit einer integrierten Luminosität von 30 fb^{-1} erwartet man im $Z \rightarrow 4\ell$ Normierungskanal 148 Ereignisse. Zusammen mit der systematischen Unsicherheit der Leptonidentifikation ξ_{lept} von 2% ergibt sich eine systematische Unsicherheit auf den $ZZ \rightarrow ll\nu\nu$ Untergrund von $\pm 8.5\%$. Für eine integrierte Luminosität von 100 fb^{-1} verringert sich die Unsicherheit auf $\pm 4.9\%$.

6.4.2 Experimentelle Normierung der WZ-Produktion

Die elektroschwache WZ-Produktion, mit 3.97 fb der zweitgrößte Standardmodell-Untergrund, kann ebenso aus den realen Daten abgeschätzt werden. Eine detaillierte Monte-Carlo-Analyse konnte drei wichtige Subbeiträge dieses Kanals identifizieren.

- $W \rightarrow e\nu_e$ Ereignisse dieses W-Zerfallskanals können zur Signatur beitragen, wenn das dritte Elektron aus dem W-Zerfall entweder nicht identifiziert werden kann oder außerhalb der Akzeptanz $|\eta| > 2.5$ liegt.

6.4 Experimentelle Abschätzung der Untergründe

- $W \rightarrow \mu\nu_\mu$ kann in gleicher Weise zum Untergrund beitragen wie der $W \rightarrow e\nu_e$ Kanal. Weil jedoch kein Myonsystem außerhalb $|\eta| = 2.5$ existiert, tragen Myonen in dieser Region zusätzlich zum fehlenden transversalen Impuls bei. Dadurch ergibt sich ein größerer Beitrag gegenüber dem $W \rightarrow e\nu_e$ Zerfallskanal.
- $W \rightarrow \tau\nu_\tau$ Ereignisse, sowohl mit leptonischen als auch hadronischen Zerfällen des τ , bilden den Hauptbeitrag des WZ-Kanals. So ist das p_T -Spektrum des Tau-Leptons weicher und die Wahrscheinlichkeit einer Nichtidentifizierung unter der erforderlichen p_T -Schwelle in der Zentralregion $|\eta| < 2.5$ höher. Hadronisch zerfallende Taus stellen jedoch den größten Anteil des Untergrundkanals. So können die hadronischen Zerfallsprodukte des Tau in der Region $|\eta| < 5$ verbleiben, wenn das p_T des hadronischen Taus nicht allzu groß ist und dies unter die Schwelle von $30 \text{ GeV}/c^2$ für das in Abschnitt 6 geforderte Jet-Veto fällt.

Der Gesamtbeitrag des WZ-Untergrundes beträgt 3.92 fb . Die diversen Subbeiträge der einzelnen W- und Tau-Zerfallsmoden sind in Tabelle 6.7 getrennt aufgelistet.

W Zerfallskanal	σ (fb)		Anteil	
	Alle Akzeptanzregionen	$ \eta < 2.5$ $p_T > 10 \text{ GeV}/c$	Alle Akzeptanzregionen	$ \eta < 2.5$ $p_T > 10 \text{ GeV}/c$
$W \rightarrow e\nu$	0.49	0.12	12.3%	3.0%
$W \rightarrow \mu\nu$	1.33	0.25	33.5%	6.3%
$W \rightarrow \tau\nu$	2.15	1.42	54.2%	35.8%
$\rightarrow e\nu\nu\nu$	0.36	0.23	9.1%	5.8%
$\rightarrow \mu\nu\nu\nu$	0.44	0.24	11.0%	6.0%
$\rightarrow had.\nu\nu$	1.35	0.95	34.0%	23.9%

Tabelle 6.7: *Verschiedene Beiträge des WZ Untergrundes, für die einzelnen W- und τ -Zerfallsmoden separiert.*

Der tauonische W-Zerfall stellt mit 54% etwa die Hälfte des gesamten WZ-Untergrundes, davon etwa drei Viertel mit Tau-Zerfallsprodukten innerhalb der zentralen Region $|\eta| < 2.5$. Aufgrund dieser vielen Subbeiträge kann eine analoge Studie über einen einzelnen Normierungskanal und Reskalierung der akzeptierten Wirkungsquerschnitte – wie im vorherigen Kapitel mit dem ZZ-Untergrund geschehen und für die Vektor-Boson-Fusion in Ref. [52] vorgeschlagen – nicht durchgeführt werden. Um den WZ-Untergrund zu normieren, können deshalb nur bestimmte Zerfallsmoden mit einem äquivalenten Zerfallskanal verglichen werden. Dies geschieht über Drei-Lepton-Endzustände. In der Ereignisselektion wird nun ein drittes isoliertes Lepton mit $p_T > 10 \text{ GeV}/c$ gefordert, d.h., das Veto auf das dritte Lepton (siehe Selektionsschnitte in Abschnitt 6.3) wird invertiert. Für den Fall dreier Leptonen gleichen Typs wird das Lepton-Paar mit der geringsten Differenz zur Z-Masse als rekon-

6 Analyse ZH ($H \rightarrow inv.$) im Standardmodell

struiertes Z-Boson aufgefasst. Die Wirkungsquerschnitte der Drei-Lepton-Selektion und der Zwei-Lepton-Selektion der Analyse sind in Tabelle 6.8 zusammengestellt.

Der selektierte Drei-Leptonen-Datensatz wird durch Ereignisse der WZ -Produktion dominiert. Es verbleiben nur marginale Anteile aus der ZZ - und $t\bar{t}$ -Produktion, die aus den jeweiligen Untergrundabschätzungen ihrerseits sehr gut bestimmbar sein sollten [34]. Diese Drei-Lepton-Ereignisse können nun dazu benutzt werden, die Rate der Zwei-Lepton-Ereignisse abzuschätzen, für die das fehlende dritte Lepton mit $p_T > 10$ GeV/c und innerhalb $|\eta| < 2.5$ nicht rekonstruiert werden kann – entweder durch Fehlidentifikation oder als hadronisches τ .

Um die Drei-Lepton-Ereignisse auf die Zwei-Lepton-Ereignisse abzubilden, wurde untersucht, inwieweit das gemessene p_T -Spektrum des dritten Leptons verträglich ist mit dem (auf Parton-Ebene rekonstruierten) τ -Lepton, das direkt aus dem W-Zerfall stammt. Abbildung 6.7 zeigt den Vergleich der Formen der p_T -Verteilungen. Da innerhalb der statistischen Schwankungen beide Kurven gut übereinstimmen, kann für das Tau-Lepton innerhalb der Akzeptanzregion eine zuverlässige Normierung durchgeführt werden. Ebenso wie im Falle der ZZ -Normierung lockert man wieder den Schnitt auf die fehlende transversale Energie, um den statistischen Einfluss auf den Drei-Lepton-Kanal zu vermindern. Die Änderung des p_T -Schnittwertes wirkt sich umgekehrt auf das p_T -Spektrum des dritten Leptons aus. Daher ist die Kompatibilität der Spektren der Abbildung 6.7(links) neu untersucht worden. Die Abbildung 6.7(rechts) zeigt die χ^2 -Wahrscheinlichkeit, für die Kompatibilität beider p_T -Spektren miteinander in Abhängigkeit des variierten p_T^{miss} Schnittwertes. Diese Kurve zeigt, dass das p_T -Spektrum der Drei-Lepton Selektion bis zu Schnittwerten von ~ 50 GeV/c hinab nur marginal beeinflusst bleibt (statistische Unsicherheiten von 30 fb^{-1} angenommen). Der Anteil der aus anderen Untergrundkanäle stammenden Drei-Lepton-Ereignissen (ZZ und $t\bar{t}$) nimmt dann jedoch von 3.3 auf 8.1% zu, wenn der m_T Schnitt aufgegeben und der p_T Schnitt von 100 GeV/c auf 50 GeV/c herabgesetzt wird. Dies wird als vertretbare Obergrenze für die gelockerten Schnittwerte angesehen.

Die Drei-Lepton-Selektion führt zu einem absoluten WZ-Wirkungsquerschnitt von 29.4 fb. Analog zum ZZ -Untergrund werden Monte-Carlo-Extrapolationen benutzt, um das Verhältnis von Normierungskanal und eigentlich zu betrachtendem Untergrundkanal zu berechnen. Dieses Verhältnis R beträgt für den WZ Beitrag $R_{WZ} = 0.81 \pm 0.03$. Ein systematischer Fehler auf die Identifikation der Leptonen wurde ebenfalls zu 2% angenommen.

Der Ereignistypus mit dem dritten Lepton außerhalb der Akzeptanzregion $|\eta| > 2.5$ ist über einen Normierungskanal nicht zugänglich und muss durch Extrapolationsverfahren abgeschätzt werden. In diesem Fall wird der Wirkungsquerschnitt der Ereignisse mit $|\eta_\ell| > 2.5$ durch die Pseudorapiditätsverteilung des dritten Leptons innerhalb $|\eta_\ell| < 2.5$ modelliert. Hier wird angenommen, dass diese Extrapolationen in der Monte-Carlo-Verteilung durch theoretische Unsicherheiten begrenzt sind, die laut Ref. [56] eine Obergrenze von ca. 10% haben sollten.

6.4 Experimentelle Abschätzung der Untergründe

	Keine Schnitte	Trigger	Lepton	Z-Masse	$p_T > 100$ GeV/c	Jet Vetos	m_T	p_T und m_T gelockert
σ_{acc} (fb) $WZ \rightarrow \ell\ell$ Selektion	26770	1013	627	531	7.9	4.34	3.97	23.9
σ_{acc} (fb) $WZ \rightarrow \ell\ell\ell$ Selektion	26770	1013	110	93.7	5.7	4.14	3.83	29.4
σ_{acc} (fb) $ZZ \rightarrow \ell\ell\ell$ Selektion	11092	783	20.28	16.4	0.2	0.09	0.06	1.3
σ_{acc} (fb) $t\bar{t} \rightarrow \ell\ell\ell$ Selektion	490000	17930	162	23.2	3.5	0.07	0.07	1.3

Tabelle 6.8: Akzeptierte Wirkungsquerschnitte der $WZ \rightarrow \ell\ell$ and $WZ \rightarrow \ell\ell\ell$ -Selektionen.

Indem die Unsicherheit in der Extrapolation auf die Pseudorapiditätsverteilung des dritten Leptons erzwungermaßen konstant bleibt, wird die systematische Unsicherheit des Gesamtbeitrages nur gering luminositätsabhängig und limitiert schließlich die Genauigkeit des Normierungskanals.

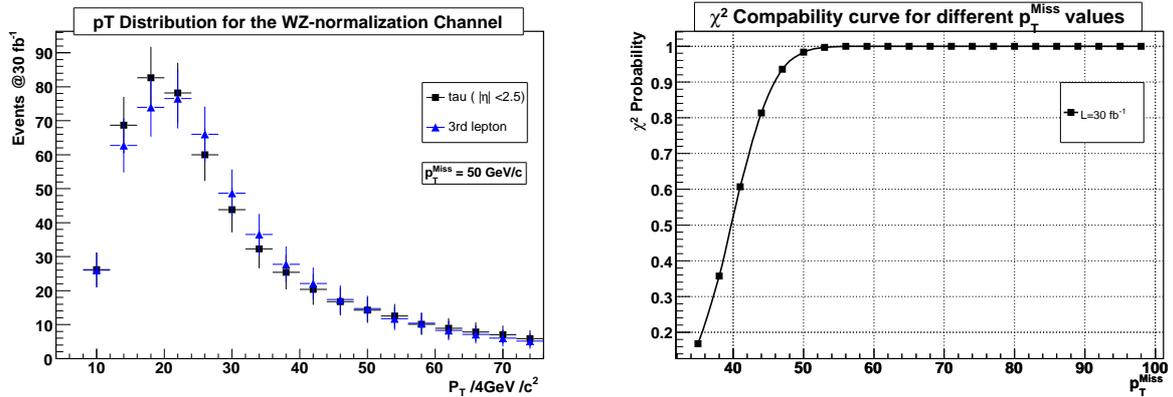


Abbildung 6.7: Links: Vergleich der p_T -Verteilungen des identifizierten dritten Leptons im $WZ \rightarrow \nu\ell\ell$ -Kanal und im $WZ \rightarrow \tau\nu\ell\ell$ -Untergrundkanal, mit $p_T > 10 \text{ GeV}/c$ ($|\eta| < 2.5$) des Tau-Leptons. Rechts: Die χ^2 -Wahrscheinlichkeit für die Kompatibilität beider Kurven des linken Bildes als Funktion des p_T -Schnittwertes.

Auf der Basis des gemessenen Wirkungsquerschnitts der Drei-Lepton-Ereignisse, kann der WZ -Untergrund mit dem dritten Lepton mit $p_T > 10 \text{ GeV}/c$ ($|\eta| < 2.5$) zu 3.9 %, bzw. zu $\pm 10.7\%$ ($|\eta| < 2.5$) abgeschätzt werden.

Für eine integrierte Luminosität von 30 fb^{-1} wird mit dieser Normierungsmethode eine systematische Unsicherheit auf den akzeptierten Wirkungsquerschnitt des WZ -Untergrundes von $\pm 7.8\%$ gewonnen, und für 100 fb^{-1} reduziert sich der Fehler leicht auf $\pm 7.1\%$.

6.4.3 Normierung der WW - und $t\bar{t}$ -Untergründe

Die verbleibenden, in der rekonstruierten Z-Masse nicht resonanten Untergründe WW und $t\bar{t}$ können aus dem Seitenband der invarianten Massenverteilung der zwei Leptonen abgeschätzt werden. In Abbildung 6.8 wird diese Verteilung gezeigt, bis auf den m_Z -Massenschnitt wurden alle Selektionsschnitte angewandt. Der relativ flache Untergrund, auf welchem die resonante Z-Boson-Verteilung aufsetzt, wird in erster Näherung durch eine Fitfunktion aus einem Gauß-verteiltem Signal und einem Polynom für den Untergrund beschrieben. Weil für die zusammengesetzten Spektren von WW und $t\bar{t}$ die exakte Beschreibung deutlich aufwendiger wäre als die polynomiale Näherung, ist dieser Ansatz gerechtfertigt. Darüber hinaus ist der nichtresonante Untergrund um einen Faktor 20 gegenüber den resonanten Eichbosonkanälen (ZH, ZZ, WZ) unterdrückt.

Aus dem oberen Seitenband - das untere wird wegen systematischer Unsicherheiten bei der Rekonstruktion eines Leptonpaares mit niedriger invarianter Masse nicht verwendet - ergibt sich aus den nachgewiesenen Ereignissen eine Genauigkeit für die extrapolierte Ereigniszahl innerhalb des m_Z -Massenfensters zu $\pm 6.4\%$ ($\pm 3.5\%$) bei integrierter Luminosität von 30 fb^{-1} (100 fb^{-1}).

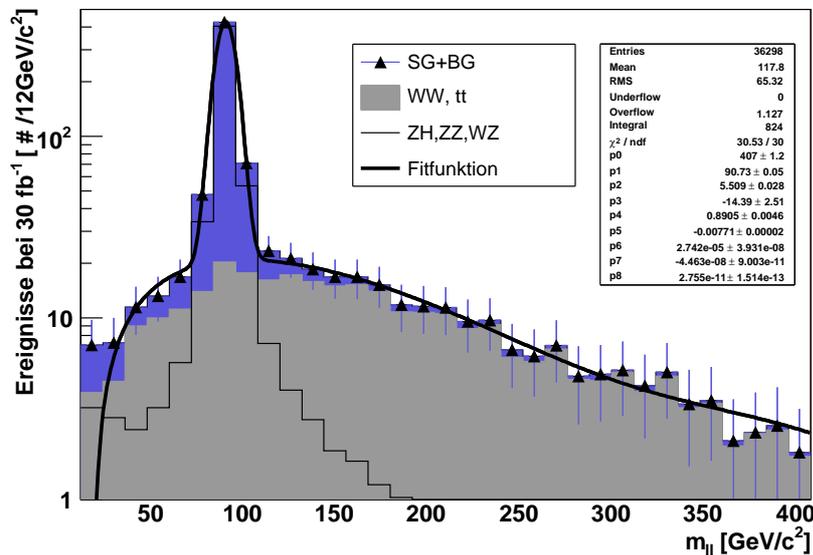


Abbildung 6.8: Invariante Masse des Lepton-Lepton-Systems für Ereignisse, welche alle Selektionsschnitte passieren, mit Ausnahme des m_Z -Massenschnitts. Die Fitfunktion des Gauß-Signals mit einer polynomialen Untergrundfunktion ist eingezeichnet.

6.4.4 Drell-Yan-Z- Produktion

Die Drell-Yan Prozesse $q\bar{q} \rightarrow \gamma/Z^* \rightarrow \ell\ell$, ($\ell = e, \mu, \tau$) konnten in dieser Analyse wegen unzureichender Statistik nicht untersucht werden. Ausreichende Monte-Carlo-Ereignisse sind nur in dem Datensatz vorhanden, welchem die Analyse des Standardmodell-Untergrundes in Kapitel 7 zugrunde liegt. Dort ist der Z-Untergrund nach allen Schnitten vernachlässigbar klein, und deshalb wird diese Normierung hier nicht weiter verfolgt.

6.5 Signifikanz des Signals

Die Signifikanz S des Signals $H \rightarrow inv.$ berechnet sich in erster Näherung durch einen Überschuss an nachgewiesenen Ereignissen gegenüber der Standardmodellerwartung. Die Rekonstruktion der Higgs-Boson Masse ist nur in Verbindung eines zweiten, sichtbaren Higgs-Boson Zerfallskanals möglich. Mit den erwarteten Signal- und Untergrundereignissen N_S und N_B und der systematischen Unsicherheit auf den gesamten Untergrund wird S zu

$$S = \frac{N_S}{\sqrt{N_B + (\alpha N_B)^2}}$$

berechnet. Dabei stellt α den relativen systematischen Fehler auf den gesamten Untergrund dar. Aus den einzelnen Quellen ZZ , WZ , WW und $t\bar{t}$ wird α durch Standardfehlerfortpflanzung dargestellt:

$$\alpha = \frac{\sqrt{(\alpha^{ZZ} N_{ZZ})^2 + (\alpha^{WZ} N_{WZ})^2 + (\alpha^{WWtt} N_{WWtt})^2}}{N_B}$$

Die Fehler der einzelnen Quellen und der kombinierte Fehler auf den gesamten Standardmodelluntergrund sind in Tabelle 6.9 für integrierte Luminositäten von 30 fb^{-1} und 100 fb^{-1} zusammengefasst.

Untergrundkanal	$\alpha(ZZ)$	$\alpha(WZ)$	$\alpha(WW \text{ und } t\bar{t})$	kombiniertes α
30 fb^{-1}	8.5%	7.8%	6.4%	6.1%
100 fb^{-1}	4.9%	7.1%	3.5%	3.8%

Tabelle 6.9: *Relative systematische Unsicherheiten der einzelnen Standardmodelluntergrundkanäle, sowie die kombinierte Unsicherheit der Summe der erwarteten Standardmodellereignisse.*

Tabelle 6.10 zeigt die Anzahl der erwarteten Signal- und Untergrundereignisse, sowie die berechneten Signifikanzwerte für eine mögliche Higgs-Boson-Entdeckung, in Abhängigkeit der Higgs-Boson-Masse. Neben der 95%-Vertrauensgrenze ist auch die obere Grenze auf die Variable ξ^2 angegeben. ξ^2 ist eine dimensionslose Größe, die einen anomalen Produktionswirkungsquerschnitt und das Verzweigungsverhältnis in unsichtbare Teilchen miteinander

6 Analyse ZH ($H \rightarrow \text{inv.}$) im Standardmodell

verknüpft [57]. Für den Fall, dass das Higgs-Boson mit dem Standardmodellwirkungsquerschnitt produziert wird, liefert diese Variable direkt das Verzweigungsverhältnis des Higgs-Bosons in unsichtbare Endzustände, welche dabei mit einer Vertrauensgrenze von 95% ausgeschlossen werden kann.

$$\xi^2 = \text{BR}(H \rightarrow \text{inv.}) \frac{\sigma_{\text{ZH}}^{\text{BSM}}}{\sigma_{\text{ZH}}^{\text{SM}}} \quad (6.2)$$

L (fb ⁻¹)	m_H (GeV/c ²)	120	140	160	180	200	300	400
30	N_S	119.1	91.2	71.1	54.9	42.9	13.8	6.0
	N_B	472.5						
	Signifikanz S (ohne Sys.)	5.47	4.19	3.27	2.53	1.97	0.64	0.28
	Signifikanz S	3.31	2.55	1.99	1.53	1.20	0.38	0.16
	ξ_{95}^2	0.49	0.65	0.83	1.07	1.37	4.27	9.83
100	Signifikanz S	5.62	4.30	3.35	2.59	2.02	0.65	0.28.
	ξ_{95}^2	0.29	0.38	0.49	0.63	0.81	2.53	5.82

Tabelle 6.10: Erwartete Anzahl von Signal- und Standardmodelluntergrundereignissen, die Signifikanz mit und ohne Berücksichtigung systematischer Unsicherheiten, sowie die obere Vertrauensgrenze ξ_{95}^2 von 95% auf die Variable ξ^2 . Die Signifikanz S beinhaltet systematische Unsicherheiten, parametrisiert durch α aus Gleichung 6.2.

Aus den Ergebnissen von Tabelle 6.10 wird deutlich, dass der Nachweis eines unsichtbar zerfallenden Higgs-Bosons in assoziierter Produktion am LHC nicht einfach geführt werden kann: Für einen Datensatz einer integrierten Luminosität von 30 fb⁻¹ ist keine Signalsignifikanz von 5 σ zu erreichen, sobald systematische Unsicherheiten der Standardmodelluntergründe in Betracht gezogen werden. Immerhin kann für gesammelte 100fb⁻¹ ein unsichtbar zerfallendes Teilchen bis zu einer Masse von 125 GeV/c² entdeckt werden. Nimmt man die Produktionswirkungsquerschnitte des Standardmodells an, kann für die Ausschlussgrenze auf 95% Vertrauensniveau eine Obergrenze der Masse zu 170 GeV/c² für 30 fb⁻¹ bzw. 250 GeV/c² für 100 fb⁻¹ gesetzt werden. Abbildung 6.9. zeigt die Ausschlussgrenze für ξ_{95}^2 als Funktion der Higgs-Boson-Masse.

6.6 Vergleich mit existierenden Analysen

Innerhalb der ATLAS Kollaboration sind bereits Studien zum Entdeckungspotential eines unsichtbar zerfallenden Higgs-Bosons durchgeführt worden, deren Grundprinzipien schon in Abschnitt 6.1 dargelegt sind.

Die Ergebnisse der Produktion eines Higgs-Bosons über zwei Vektorbosonen (VBF-Kanal) und in Produktion mit einem Top-Antitop-Paar sind gegenüber dieser Analyse

und der in Ref. [55] in der Signifikanz besser. In Abbildung 6.9 (oben) sind die zugänglichen Ausschlußvariablen ξ_{95}^2 im Vergleich zu den Analysen in den Referenzen [52, 54] dargestellt.

Die größte Sensitivität findet man in der Vektor-Boson-Fusion qqH , jedoch muß noch einmal erwähnt werden, dass bisher noch nicht vollständig klar ist, wie dieser Prozess bei ATLAS getriggert werden kann. Dies würde entweder einen Triggertyp erfordern, der auf zwei Jets mit niedriger transversaler Energie und p_T ausgerichtet ist, oder einen topologischen Ereignistrigger, der zwei Jets mit großem Pseudorapiditätsunterschied erkennen kann. So ist trotz des geringeren Entdeckungspotentials eine Analyse für die assoziierte ZH -Produktion ein wichtiger Baustein, um zu verstehen, ob ein möglicher Überschuss in der „Zwei Leptonen + p_T “-Topologie von einem unsichtbar zerfallendem Higgs-Boson verursacht wird. In allen Studien zum Entdeckungspotential des unsichtbaren Higgs-Bosons wird - wegen der nicht rekonstruierbaren Massenresonanz - der Normierung des Untergrundes eine herausragende Bedeutung zukommen. Mögliche Quellen zusätzlicher Untergrundkanäle sind in dieser Analyse nicht betrachtet worden, dies wird in Kapitel 7 bei der Betrachtung eines speziellen Modells geschehen.

Die Ergebnisse dieser Analyse stehen großteils in Einklang mit den Ergebnissen aus Ref. [55]. Aufgrund linearer Selektionsschnitte ergibt sich eine geringere Signalakzeptanz. Weiter wird in jener Analyse [55] nur der $W \rightarrow \mu\nu_\mu$ Zerfallskanal der WZ -Produktion betrachtet. Tabelle 6.7 zeigt jedoch den nicht zu vernachlässigenden Beitrag der anderen W -Zerfallsmoden, was in dieser Analyse zu einem höheren Untergrund führt. Der Einbezug systematischer Fehlerquellen für alle SM-Untergründe verringert die Signifikanz S deutlich.

6.7 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde das Entdeckungspotential für die Suche nach einem unsichtbar zerfallenden Higgs-Boson im ZH -Produktionskanal untersucht. Die Signaltopologie „Zwei Leptonen + p_T “ lieferte einen wohldefinierten und gut triggerbaren Endzustand. Der Nachweis des Signals ergab sich aus einem Überschuss der zu erwartenden Ereignisse mit hohem p_T . Es wurde eine Methode entwickelt, mit der am LHC der dominante Untergrund der ZZ -Paarproduktion aus den Daten selbst normiert werden kann. Es wurde jedoch auch klar, dass durch den großen Einfluss systematischer Unsicherheiten die nachweisbare Signifikanz deutlich vermindert wird. Die Studie ergab ein über alle Higgs-Boson-Massen niedrigeres Entdeckungspotential als in den Kanälen ttH und qqH .

Für Daten entsprechend einer integrierten Luminosität von 100 fb^{-1} wird der Nachweis einer 5σ Entdeckung erbracht werden können, wenn die Higgs-Boson-Masse unterhalb $125 \text{ GeV}/c^2$ liegt. Für einen totalen unsichtbaren Zerfall des Higgs-Bosons konnte die

6 Analyse ZH ($H \rightarrow inv.$) im Standardmodell

Ausschlussgrenze bis zu $m_H \approx 250 \text{ GeV}/c^2$ festgesetzt werden.

Es soll betont werden, dass in diesem Kapitel nur Untergrundprozesse berücksichtigt worden sind, die dem Standardmodell entstammen. Sollte ein unsichtbar zerfallendes Higgs-Boson existieren, kann dies nur in einem erweiterten Modell (Physik jenseits des Standardmodells) möglich sein. Deshalb wird nun der abstrakte unsichtbare Zerfallsmodus des Higgs-Bosons einer konsistenten theoretischen Beschreibung eines BSM-Modells entnommen. Dies hat zur Folge, dass sich neue BSM-Untergrundprozesse ergeben werden, und dass das Verzweigungsverhältnis $H \rightarrow inv.$ nicht mehr 100% sein wird. Um die Existenz eines unsichtbar zerfallenden Higgs-Bosons auch in solchen Szenarien etablieren zu können, wird die bestehende Analyse nun auf dieses BSM-Modell übertragen.

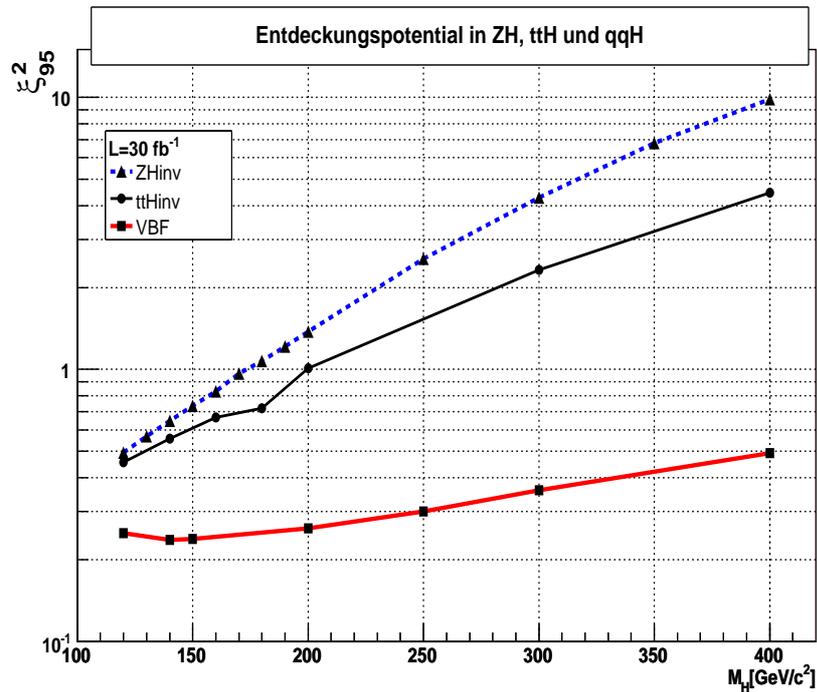
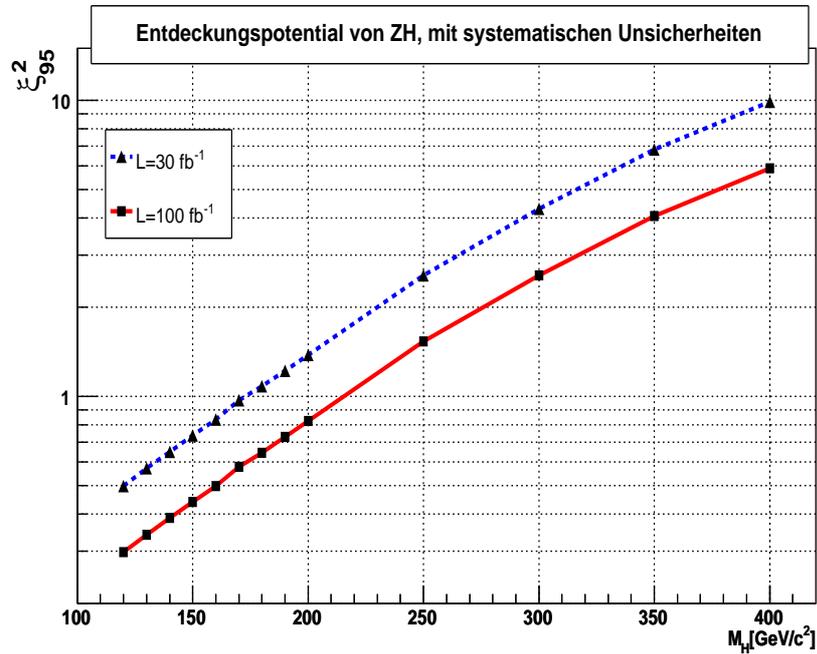


Abbildung 6.9: Oben: Die 95% Ausschlussgrenze für die Variable ξ^2 für die Analyse in der ZH-Produktion mit der Topologie $Z \rightarrow \ell\ell$ und $H \rightarrow \text{inv}$.

Unten: Die 95% Ausschlussgrenze für die Variable ξ^2 in der Suche nach einem unsichtbar zerfallendem Higgs-Boson in den ZH, $t\bar{t}H$ und qqH Produktionskanälen, normiert auf eine integrierte Luminosität von 30 fb^{-1} . Die Werte für die Kanäle qqH und $t\bar{t}H$ sind den Referenzen [52, 54] entnommen.

6 Analyse ZH ($H \rightarrow inv.$) im Standardmodell

7 Analyse Zh ($h \rightarrow inv.$) in supersymmetrischen Szenarien

Dieses Kapitel beschreibt nun die Erweiterung der Suche nach unsichtbar zerfallenden Higgs-Bosonen in einem expliziten BSM-Modell. Als Grundlage des Modells dient hier das in Abschnitt 3.2.2 erwähnte pMSSM. Zuerst wird der Parameterbereich der zu untersuchenden Punkte durch einen globalen Scan des SUSY-Parameterraumes definiert. Dann werden drei supersymmetrische Szenarien herausgegriffen und erläutert. Am Ende des Kapitels folgt schließlich eine Diskussion über das Entdeckungspotential des Zh-Kanals für ein unsichtbar zerfallendes SUSY Higgs-Boson.

7.1 Übergang Pythia 6.2 - 6.3

Damit die mit SPHENO und Feynhiggs erzeugten SUSY-Spektren simuliert werden konnten, war es notwendig geworden, eine neuere Version von PYTHIA zu benutzen, als die in Kapitel 6 verwendete. Die neue Version des Ereignisgenerators PYTHIA enthält mehrere Modifikationen, die auch einen nicht zu vernachlässigenden Einfluss auf die Standardmodell-Analyse haben. Deswegen wird an dieser Stelle kurz auf wichtige Unterschiede eingegangen und deren Bedeutung klargestellt.

Higgs-Boson Produktionswirkungsquerschnitte

Die Parametrisierung CTEQ der Strukturfunktionen ist vom Parameter der Energieskala Q^2 abhängig. Die Wahl von Q^2 ist in den unterschiedlichen Versionen von PYTHIA nicht gleich. Besonders für mittelschwere Higgs-Boson-Massen hat dies einen deutlichen Effekt auf den Produktionswirkungsquerschnitt, dessen Unterschied in der Größenordnung einen Faktor 2 beträgt. Desweiteren zeigen die Wirkungsquerschnitte in führender Ordnung eine starke Abhängigkeit von der Wahl der Renormierungsskala μ , NLO-Rechnungen sind nur noch schwach abhängig von μ . Durch unterschiedliche Definitionen von μ ¹ sind starke Abweichungen von LO-Wirkungsquerschnitten möglich. Abbildung 7.1 (links) zeigt die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von der Higgs-Boson-Masse. Ebenfalls eingezeichnet ist der

¹Die üblicherweise gewählte Skala ist $\mu = m_{ZH}$ [58].

7 Analyse Zh ($h \rightarrow inv.$) in supersymmetrischen Szenarien

mit dem Programm `h2hv` [58] berechnete Wirkungsquerschnitt, der in der ATLAS Higgs-Gruppe als Referenzwert [59] verwendet wird. Die rechte Grafik zeigt den Einfluss der Wahl der Renormierungsskala μ für die LO- und NLO-Rechnung.

Schaueralgorithmus, Multiple Interaction und Underlying Event

Die wichtigste Veränderung betrifft die Wahl, wie Jets modelliert werden. Ein Jet kann entweder direkt im Matricelement erzeugt werden, oder infolge einer Quark/Gluon-Abstrahlung entstehen. Die Beschreibung dieser zwei Arten von Jets muss unterschiedlich erfolgen, wie neuere Studien zeigen [60]. Ein neuer Ansatz zur Kombination beider Bereiche ist mit dem Programm `SHERPA` in Entwicklung, um eine konsistente Integration in die ATLAS Software zu erreichen, bedarf es noch einiger Studien mit Daten.

Bisher wurde in `PYTHIA` der sogenannte Q^2 -Schaueralgorithmus implementiert. Mit der neuen Version wird der k_T -Schaueralgorithmus eingesetzt. Dies hat zur Folge, dass sich die Jetspektren zu höheren p_T -Werten verschieben, was in Abbildung 7.2 gezeigt ist. Das Jet-Veto wird die Effizienz der Analyse stark beeinflussen und sollte nach entsprechender Anpassung mit Daten der QCD-Jet Produktionskanäle neu überprüft werden. Um größtmögliche Konsistenz zwischen der SUSY-Analyse und der SM-Analyse zu erreichen, wurde bei der Generierung der neuen Daten das alte Schauermodell, wie in Ref. [61] beschrieben verwendet. Es verbleiben jedoch noch Unterschiede, die der veränderten Behandlung der multiplen Wechselwirkungen und des Underlying Event zugrunde liegen. Die Beschreibung dieser Effekte ist noch nicht abgeschlossen, weil dies durch Anpassung an die Daten erfolgen muss.

In Tabelle 7.1 wird die alte Standardmodell-Analyse mit den neuen Datensätzen von `Pythia 6.3` verglichen. Sowohl im Signal als auch in den Untergründen läßt sich eine Verminderung des Wirkungsquerschnitts um ca. 20% feststellen. In S/\sqrt{B} ergibt sich ebenfalls eine deutliche Änderung. In Abschnitt 6.4.1 wurde jedoch gezeigt, dass die Signifikanz der Analyse bei Einbezug systematischer Unsicherheiten eine lineare Abhängigkeit zeigt. Deshalb kann davon ausgegangen werden, dass die Fehlerbehandlung weitgehend robust gegenüber Änderungen in S/\sqrt{B} bleibt, solange S/B in etwa gleich bleibt.

7.2 Untersuchung des SUSY-Parameterraumes

Unsichtbar zerfallende Higgs-Bosonen² können in supersymmetrischen Szenarien über den Zerfall $h \rightarrow \chi_1^0 \chi_1^0$ auftreten, wenn das Neutralino das LSP darstellt. Um die SUSY-Punkte zu finden, wurde der Bereich möglicher Kombinationen an Parametern, die das Verzweigungsverhältnis in Neutralinos beeinflussen, abgeschritten. Die Scanbereiche und Schritt-

²Falls nicht explizit angegeben steht von nun an „Higgs-Boson“ für das supersymmetrische CP-gerade Higgs-Boson h .

7.2 Untersuchung des SUSY-Parameterraumes

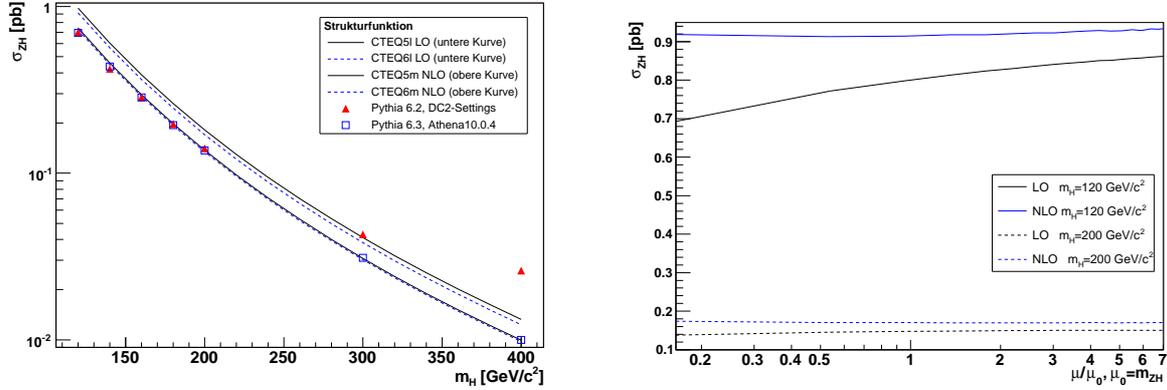


Abbildung 7.1: Links: Higgs-Boson Produktionswirkungsquerschnitte in führender Ordnung (LO), berechnet mit Pythia 6.2, Pythia 6.3, sowie dem Programm h2hv. Rechts: Higgs-Boson Produktionswirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von der Renormierungsskala μ für die Higgs-Boson-Massen $m_H = 120$ GeV/c² und $m_H = 200$ GeV/c², jeweils in LO- und NLO-Rechnung.

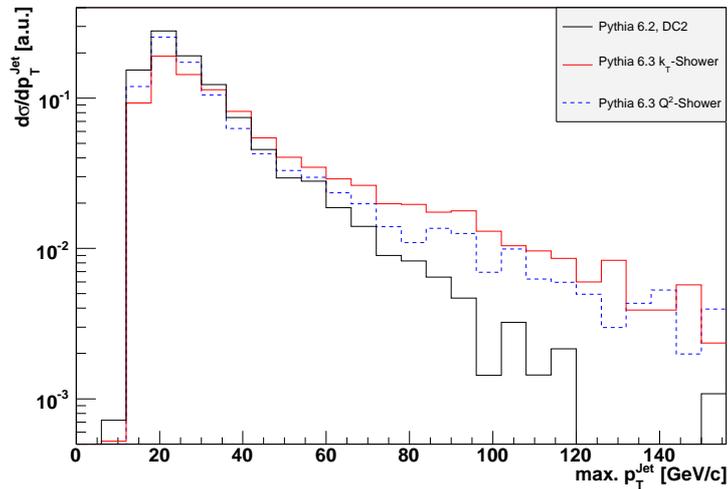


Abbildung 7.2: Transversaler Impuls des höchstenergetischen Jets im Signal (ZH) vor Anwendung des Selektionsschnittes „Jet-Veto“ für die verschiedene Schauermodelle der Ereignisgeneratoren Pythia 6.2 und Pythia 6.3.

7 Analyse Zh ($h \rightarrow inv.$) in supersymmetrischen Szenarien

$\sigma[fb]$	# MC-Ereignisse Pythia 6.3	Vor Schnitten		Nach allen Schnitten	
		Pythia 6.2	Pythia 6.3	Pythia 6.2	Pythia 6.3
ZH	2 Mio.	700	700	3.97	3.35
ZZ	17 Mio.	1.1E4	1.1E4	10.7	8.85
WZ	12.5 Mio.	2.7E4	2.7E4	3.97	3.14
WW	50 Mio.	7.0E4	6.3E4	0.77	0.56
tt	60 Mio.	4.9E6	4.9E6	0.31	0.47
Z	183 Mio.	5.9E8	5.9E8	-	0.10
ΣB		5.9E8	5.9E8	15.75	13.02
S/B				0.25	0.25
S/\sqrt{B} @30fb ⁻¹				5.48	5.08

Tabelle 7.1: Vergleich der akzeptierten Wirkungsquerschnitte vor und nach allen Schnitten für ein Higgs-Boson-Signal der Masse mit $m_H = 120 \text{ GeV}/c^2$ und den Standardmodell-
untergrundkanälen für Pythia 6.2 und Pythia 6.3

weiten sind in Anhang A angegeben. Es wurde in zwei grundlegenden SUSY-Modellen gesucht: In mSUGRA, als speziellem Szenario, welches die Parameter M_1, M_2, μ durch die RGEs eindeutig miteinander verknüpft. Um diese Parameter zu entkoppeln, wurde die Suche schließlich auf das pMSSM ausgedehnt, welches die Parameter unabhängig voneinander in der Niederenergie-Lagrangedichte annimmt.

mSUGRA Scan

In mSUGRA ist das leichteste Neutralino χ_1^0 überwiegend ein Bino/Wino oder ein Higgsino. Mischungen aus den Ino-Eigenzuständen sind selten realisiert, weil entweder $\mu \gg M_1, M_2$ oder $\mu \ll M_1, M_2$ gilt. Die Kopplung des h an die leichtesten Neutralinos ist daher verschwindend gering. Der Parameterraum wurde für alle zugänglichen mSUGRA-Parameter abgeschritten, es konnte jedoch kein sinnvoller Punkt für eine weitere Untersuchung ausgemacht werden, der nicht bereits durch Suchen bei LEP oder am Tevatron ausgeschlossen wurde³ [63, 64, 65].

pMSSM Scan

Um den Einfluss der Neutralino-Massenparameter auf die Endzustände untersuchen zu können, wurde das Niederenergiemodell des pMSSM aus SPheno [42] verwendet. Die Parameter M_1, M_2 und μ wurden kontinuierlich durchlaufen, für die anderen Parameter wurden diskret zwei bis drei Werte verwendet (siehe Seite 94): Um die Menge an SUSY-Punkten in absehbarer Zeit durchlaufen zu können, wurde nur Feynhiggs verwendet. Da dieses Programm den Ino-Sektor nur in führender Ordnung berechnet, liegen die von Feynhiggs

³ $m_h > 114.4 \text{ GeV}/c^2, m_{\chi_{1\pm}^0} > 103.3 \text{ GeV}/c^2, m_{\chi_1^0} > 48 \text{ GeV}/c^2$.

ausgegebenen Ino-Massen deutlich niedriger⁴ als die mit **SPheno** berechneten. Gerade an den Rändern sind die Ausschlussgrenzen für die Massen des leichtesten Charginos und leichtesten Neutralinos in den Abbildungen nur bedingt korrekt⁵. Für die in Abschnitt 7.3 betrachteten SUSY-Punkte dagegen wurden alle Limits [63, 64, 65] mit SPheno geprüft. In Abbildung 7.3 werden die Bereiche gezeigt, in denen ein relevantes Verzweigungsverhältnis $h \rightarrow \chi_1^0 \chi_1^0$ möglich ist. Generell sind starke Kopplungen des Higgs-Bosons an das LSP-Neutralino möglich, jedoch sind Bereiche mit Verzweigungsverhältnissen über 60% durch zu niedrige Neutralino- und Charginomassen weitgehend ausgeschlossen. Hier kommt die Bedingung zu tragen, dass einerseits zwar das Neutralino χ_1^0 eine Bino/Wino-Higgsino Mischung darstellen muss, andererseits aber für ähnliche Werte von M_1 , M_2 , und μ oft der Massenparameter μ für die Charginomasse zu gering ist. Für die voneinander unabhängigen Parameter der $M_1 - \mu$ Ebene ist der erlaubte Bereich nur noch sehr gering, legt man die GUT-Relation der Vereinigung der Ino-Massenparameter zugrunde. Das maximale Verzweigungsverhältnis geht hier nicht über 20% hinaus.

Hebt man die Relation zwischen M_1 und M_2 auf, so ist es möglich, Zugang zu einem weiten Bereich zu bekommen, der sowohl aufgrund bisheriger Suchen noch nicht ausgeschlossen ist, als auch den unsichtbaren Zerfallskanal offenlegt. Dies liegt im wesentlichen daran, dass M_1 so gewählt werden kann, dass $m_{\chi_1^0}$ einen kinematisch erlaubten Wert $< m_h/2$ annimmt, gleichzeitig M_2 so hoch liegt, dass $m_{\chi_1^+}$ oberhalb der Charginogrenzen liegt. Dies ist in Abbildung 7.3 links oben gezeigt. Im Vergleich zur GUT-Relation schiebt sich der Bereich mit größerem $\text{BR}(h \rightarrow \chi_1^0 \chi_1^0)$ nach oben und auch der für $h \rightarrow \chi_1^0 \chi_1^0$ relevante und noch nicht ausgeschlossene Phasenraum wird größer.

Für einen konstanten Wert von μ zeigt sich in Abbildung 7.4, dass die Wahl des Parameters M_1 auf einen engen Bereich beschränkt bleibt. M_1 darf nur etwa in einem Bereich von 60-80 GeV/c² liegen um interessante Punkte zu generieren. Auch hier ist erkennbar, dass sich hohe Verzweigungsverhältnisse nur mit $1/r_{12} = M_2/M_1 > 3$ erreichen lassen, dies ist die Motivation für die Wahl $M_2/M_1 = 5$ in den folgenden Abbildungen.

Abhängigkeit von m_A und $\tan \beta$:

Abbildung 7.5 zeigt beide Szenarien für m_A gegen $\tan \beta$. Hieraus wird deutlich, dass der Massenparameter der schweren Higgs-Bosonen keinerlei Einfluss auf die Kopplungen/Zerfälle des leichten Higgs-Bosons an/in die Neutralinos hat - vorweggenommen sei schon jetzt, dass m_A dennoch sehr wichtig für die Analyse sein wird. Die Abnahme im $\text{BR}(h \rightarrow \chi_1^0 \chi_1^0)$ zu höheren Werten von $\tan \beta$ wird durch die damit wachsende Kopplung g_{hbb} [24] an den $b\bar{b}$ -Zerfallskanal erklärt.

⁴Der Unterschied für $\chi_1^{0,+}$ liegt bei ca. 10%.

⁵Für einen SUSY-Scan der die Ausschlussgrenzen an den Rändern korrekter beschreibt, muss auf Ref. [62] verwiesen werden.

7 Analyse Zh ($h \rightarrow inv.$) in supersymmetrischen Szenarien

Neutralinomassen:

Ein wichtiger Aspekt in den erlaubten Parameterbereichen betrifft die Massendifferenz zwischen dem LSP χ_1^0 und χ_2^0 (und χ_3^0). Der dominante Zerfallskanal des χ_2^0 (χ_3^0) verläuft über ein reelles Z-Boson, sobald die Massendifferenz $\Delta m_{\chi_2^0, \chi_1^0} > m_Z$ ist. Dies hat, wie sich zeigen wird, einen beträchtlichen Einfluss auf den SUSY-Untergrund, wogegen Zerfälle des χ_2^0 über ein Higgs-Boson nicht bemerkbar in Erscheinung treten. In den Modellen mit Gültigkeit der GUT-Relation der Gaugino-Massenparameter zeigen die Abbildungen 7.3 und 7.4, dass durch die Festlegung $M_2 = 2M_1$ die Massendifferenzen vorwiegend im Bereich von 50-60 GeV/c² und damit unterhalb der Z-Produktionsschwelle liegen. Für Modelle mit $M_2 = nM_1, n \gtrsim 2.5..3$ ist das zweite Neutralino im eben geschilderten Massenbereich. Die unteren Diagramme von Abbildung 7.4 weisen dennoch auf die Abhängigkeit von μ hin, die auch für die Neutralinomassendifferenzen nicht verschwindet.

7.2 Untersuchung des SUSY-Parameterraumes

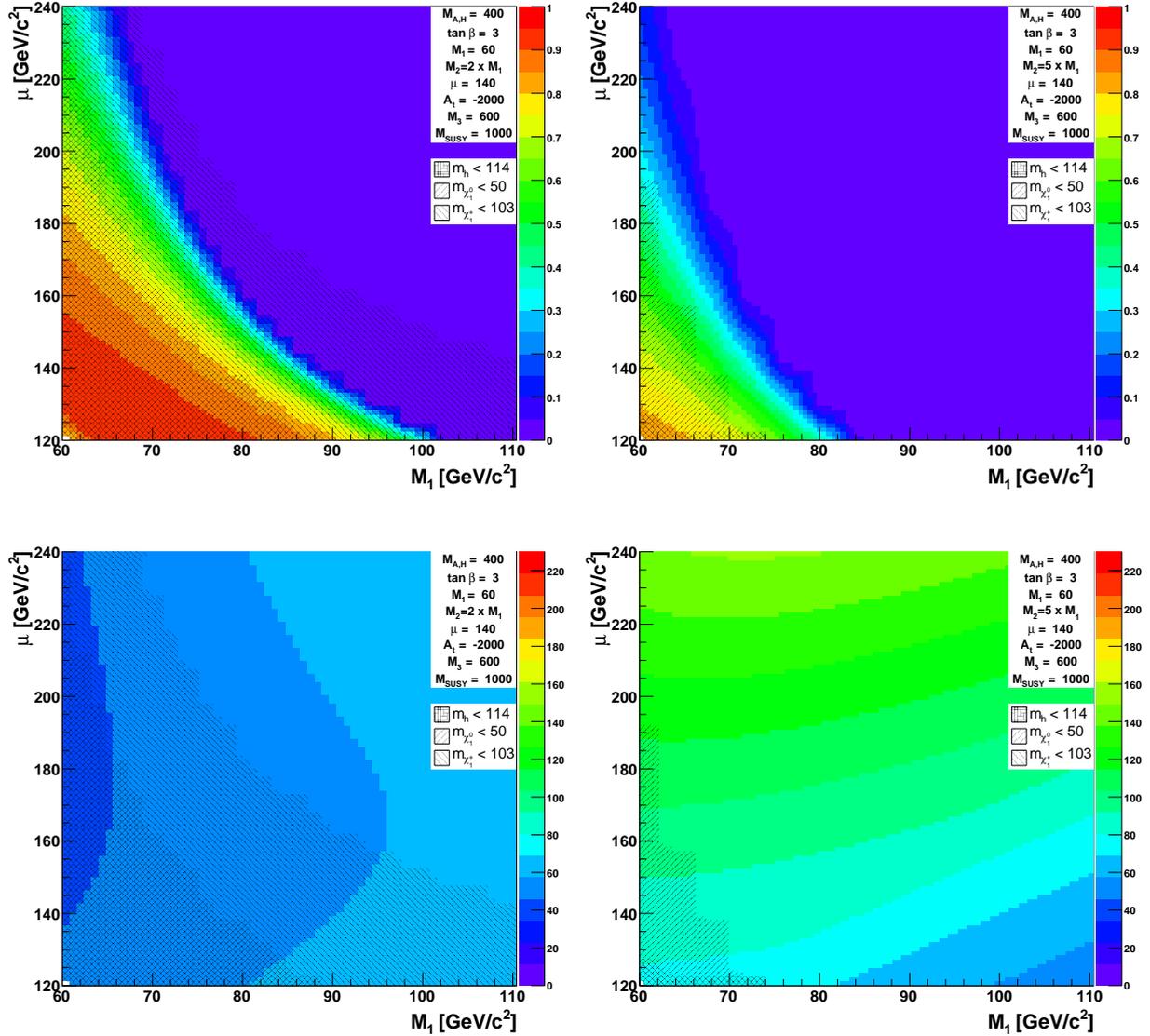


Abbildung 7.3: Oben: Verzweungsverhältnisse $h \rightarrow \chi_1^0 \chi_1^0$ als Funktion von μ gegen M_1 bei Annahme der GUT-Relation für die Ino-Massenparameter ($M_1 = \frac{5}{3} \tan \theta_W M_2 \approx \frac{1}{2} M_2$) (links), bzw. für $M_1 = \frac{1}{5} M_2$ (rechts).
 Unten: Massendifferenzen $\Delta m(\chi_2^0, \chi_1^0)$ als Funktion von μ gegen M_1 bei Annahme der GUT-Relation für die Ino-Massenparameter ($M_1 = \frac{5}{3} \tan \theta_W M_2 \approx \frac{1}{2} M_2$) (links), bzw. für $M_1 = \frac{1}{5} M_2$ (rechts).

7 Analyse Zh ($h \rightarrow inv.$) in supersymmetrischen Szenarien

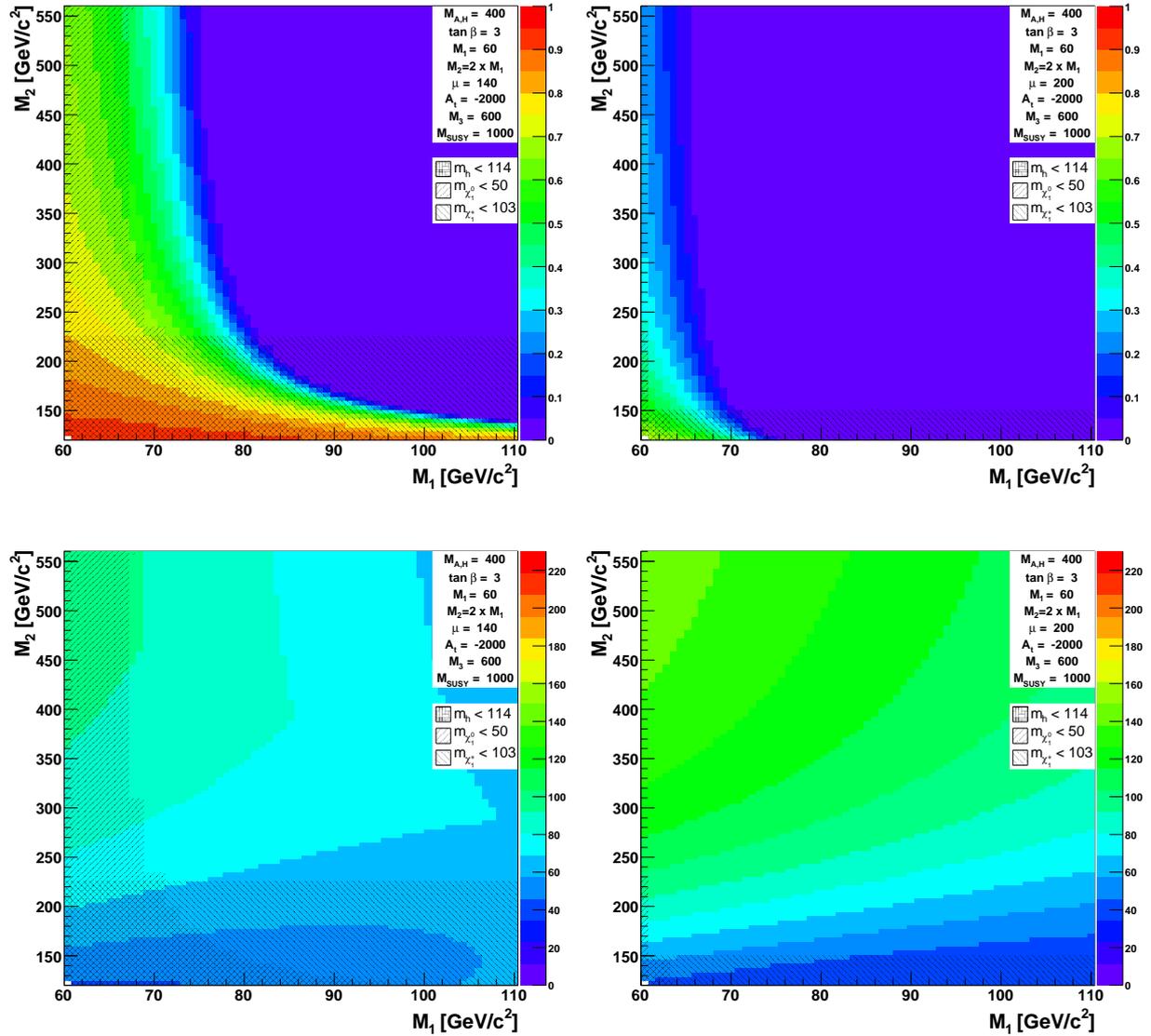


Abbildung 7.4: Oben: Verzweigungsverhältnisse $h \rightarrow \chi_1^0 \chi_1^0$ als Funktion von M_2 gegen M_1 für den Parameterwert $\mu = 140$ (links), bzw. für $\mu = 200$ (rechts).
Unten: Massendifferenzen $\Delta m(\chi_2^0, \chi_1^0)$ als Funktion von M_2 gegen M_1 für den Parameterwert $\mu = 140$ (links), bzw. für $\mu = 200$ (rechts).

7.3 Analyse der drei ausgewählten Punkte im pMSSM Parameterraum

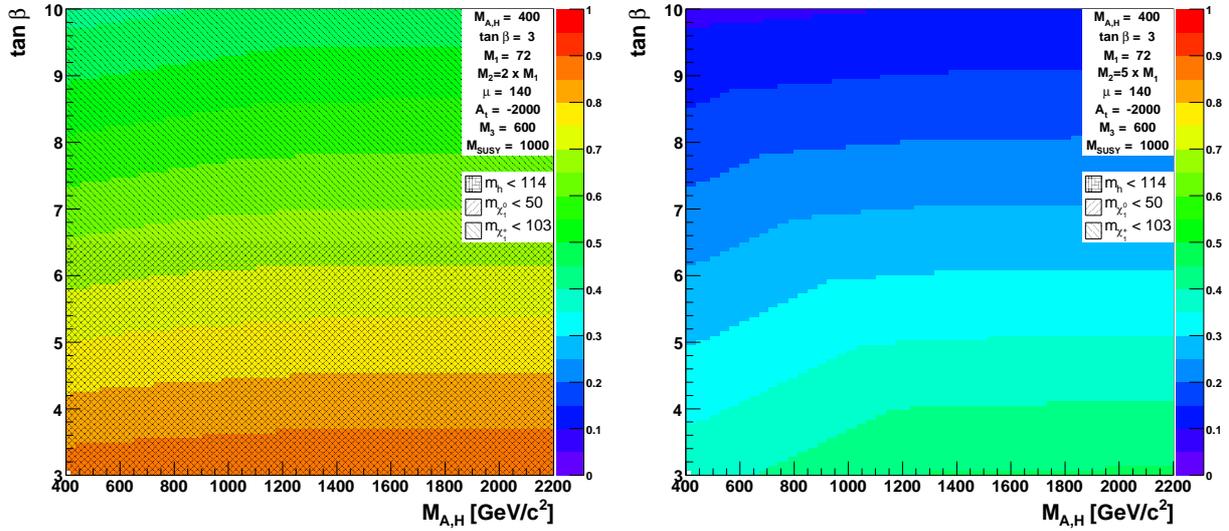


Abbildung 7.5: Verzweungsverhältnisse $h \rightarrow \chi_1^0 \chi_1^0$ als Funktion von $\tan \beta$ gegen m_A bei Annahme der GUT-Relation für die Ino-Massenparameter ($M_1 = \frac{5}{3} \tan \theta_W M_2 \approx \frac{1}{2} M_2$) (links), bzw. für $M_1 = 1/5 \cdot M_2$ (rechts).

7.3 Analyse der drei ausgewählten Punkte im pMSSM Parameterraum

Beschreibung der SUSY-Punkte

In Anlehnung an die Parameterscans vom vorherigen Abschnitt wurden für die folgende Analyse exemplarisch drei Szenarien ausgewählt, in denen ein unsichtbarer Zerfallskanal $h \rightarrow \chi_1^0 \chi_1^0$ offensteht. In Tabelle 7.2 sind die wichtigsten Parameter der drei betrachteten SUSY-Szenarien aufgelistet. Im Folgenden werden die Szenarien kurz qualitativ beschrieben:

- **Szenario A**

Dieser Punkt wurde nach dem Kriterium ausgesucht, die GUT-Relation $M_1 = \frac{1}{2} M_2$ zu erfüllen und dennoch ein relevantes Verzweungsverhältnis $h \rightarrow \chi_1^0 \chi_1^0$ zu erreichen. Falls $M_1 = \frac{1}{2} M_2$ erfüllt ist, bleibt v.a. wegen der niedrigen Charginomasse nur ein kleines Band übrig, in denen ein $BR(h \rightarrow \chi_1^0 \chi_1^0)$ ungleich null gefunden werden kann.

- **Szenario B**

Szenario B ähnelt in vielerlei Hinsicht Szenario A. Die GUT-Relation wurde mit

7 Analyse Zh ($h \rightarrow inv.$) in supersymmetrischen Szenarien

	A	B	C
m_h [GeV/c ²]	125	120	118
BR($h \rightarrow \chi_1^0 \chi_1^0$)	9.3%	47%	41%
$\sigma_{ZH}[fb]/\sigma_{ZH}^{SM}[fb]$	787/788	889/890	974/974
m_h [GeV/c ²]	125	120	118
$m_{\chi_1^0}$ [GeV/c ²]	60.9	50.0	53.5
$m_{\chi_2^0}$ [GeV/c ²]	116	121	153
$m_{\chi_3^0}$ [GeV/c ²]	209	227	157
$m_{\chi_1^+}$ [GeV/c ²]	110	116	135
M_1 [GeV/c ²]	72.5	60	70
M_2 [GeV/c ²]	145	150	370
M_3 [GeV/c ²]	800	800	600
μ [GeV/c ²]	200	220	150
A_t [GeV/c ²]	2000	2000	-2200
M_{SUSY} [GeV/c ²]	1000	1000	1500
$\tan \beta$	4	3	3
m_A [GeV/c ²]	400 ... 2200		

Tabelle 7.2: Wichtige Parameter der drei SUSY-Szenarien. Der pMSSM-Scan umfasst die letzten acht Parameter der Tabelle.

$r_{12} = 4/5 \cdot 1/2$ leicht verletzt. Dieser Punkt hat mit einem $BR(h \rightarrow \chi_1^0 \chi_1^0) = 47\%$ das größte Verzweigungsverhältnis der drei Punkte. Ebenso wie in Szenario A liegt die Massendifferenz zwischen χ_2^0 und χ_1^0 noch unterhalb der Z-Masse.

• Szenario C

Mit der Wahl von $M_1 = 70$ GeV/c² und $M_2 = 370$ GeV/c², $r_{12} \approx 0.4 \cdot 1/2$ erhält man ein Szenario, in dem die Massendifferenz $\Delta m = m(\chi_2^0) - m(\chi_1^0) > m_Z$ wird. Dies hat einen wichtigen Einfluss auf den Ino-Untergrundkanal. Mit einem Verzweigungsverhältnis $h \rightarrow \chi_1^0 \chi_1^0$ von 41% ist auch dieser Punkt ein Szenario mit unerwünschtem Nebeneffekt für die Higgs-Boson-Suchen in sichtbaren Zerfallskanälen. Ein unsichtbares Higgs-Boson mit einem Verzweigungsverhältnis dieser Größenordnung bedeutet eine effektive Luminositätsreduzierung, was die Entdeckung erschwert. Daher würde man – falls sich experimentelle Hinweise auf solch ein Szenario ergeben sollten – die Suchen in sichtbare Endzustände, sowie die Analyse für den Zerfall in Neutralinos miteinander kombinieren. Diese Arbeit jedoch konzentriert sich nur auf den zweiten Teil dieser Analysen.

Alle drei Szenarien sind jeweils mit hohen und mit niedrigen SUSY-Sfermionmassen analysiert worden: Für die niedrigen Slepton- und Sneutrino-massen wurden die Massenparameter so gewählt, dass man ein gestaffeltes Spektrum erhält. Beginnend bei $m = 150$ GeV/c² für die erste Generation wurden Schritte zu 50 GeV/c² für den Abstand zur zweiten/dritten Generation gewählt: $m(\tilde{e}, \tilde{\nu}_e) = 150$ GeV/c², $m(\tilde{\mu}, \tilde{\nu}_\mu) = 200$ GeV/c², $m(\tilde{\tau}, \tilde{\nu}_\tau) = 250$ GeV/c². Die Squarkmassen wurden nahezu

7.3 Analyse der drei ausgewählten Punkte im pMSSM Parameterraum

einheitlich auf $m(\tilde{u}, \tilde{d}, \tilde{c}, \tilde{s}) \approx 370 \text{ GeV}/c^2$, $m(\tilde{b}) \approx 800 \text{ GeV}/c^2$ festgesetzt. Die schweren Squarks liegen in den Szenarien unterschiedlich und sind detailliert in Anhang A nachzulesen. Im Folgenden Teil der Arbeit wird zur Vereinfachung deshalb der Ausdruck „Niedrige Sfermionmassen“ anstatt aller hier beschriebenen Werte verwendet.

In Ergänzung zum Ausgangswert von $\tan \beta$ wurde für alle ($2 \times$) drei Szenarien ein Wert im mittleren Bereich ($\tan \beta = 10$) dazugenommen, dieser Wert wird von nun an als „mittleres $\tan \beta$ “ bezeichnet.

Alle Parameter und Massenspektren sind in Anhang A gegeben, wichtige physikalische Parameter nimmt bereits Tabelle 7.2 vorweg. In der Topologie des Signals $pp \rightarrow Zh \rightarrow \ell\ell\chi_1^0\chi_1^0$ mit ($\ell = e, \mu$) ergibt sich zum Signal aus Kapitel 6 kein Unterschied.

7.3.1 Untergrundkanäle

Slepton-Produktion

Die Slepton-Produktion $q\bar{q}/gg \rightarrow \tilde{\ell}\tilde{\ell}, \tilde{\ell}\tilde{\nu}$ [66] stellt potentiell einen Untergrundkanal mit einem großen Beitrag, da pro Slepton/Sneutrino ein promptes Lepton in Kombination mit einem Neutralino/Chargino erzeugt werden kann. Je nach Sleptonmasse steht der Zerfallskanal $\tilde{\ell} \rightarrow \ell\chi_1^0$ begünstigt offen. Dies führt zu einer identischen Signalsignatur ($\ell^+\ell^-\chi_1^0\chi_1^0$) – jedoch mit einem flachen Leptonmassenspektrum anstelle einer Z-Resonanz. Liegen die Sleptonmassen nicht zu hoch, so ist dieser Prozess mit der elektroschwachen WW-Produktion aus Abschnitt 6.2 vergleichbar. Dies ist in Abbildung 7.6 gezeigt, in denen die Leptonmassenspektren von WW und $\tilde{\ell}\tilde{\ell}$ miteinander verglichen werden. Je geringer die Sleptonmasse, umso deutlicher ist die Annäherung an das WW-Spektrum. Aufgrund der durch die Neutralinomasse unterschiedlichen Kinematik ergibt sich für $m_{\tilde{\ell}} = m_W/2 + m_{\chi_1^0} \approx 90 \text{ GeV}/c^2$ jedoch nicht das gleiche Spektrum wie es beim W-Zerfall möglich ist. Für höhere Sleptonmassen wird sowohl das Spektrum flacher, als auch der Produktionswirkungsquerschnitt geringer.

Squark-Produktion

Falls Supersymmetrie realisiert ist, ist an Hadron-Beschleunigern die Squark- und Gluino-Produktion der dominante Produktionsmechanismus von SUSY-Teilchen. Je nach Masse der Squarks zerfallen diese dominant in ein Quark und das assoziierte Ino ($\tilde{q} \rightarrow q\chi$), bzw. in Quark und Gluino ($\tilde{q} \rightarrow q\tilde{g}$). Über Kaskadenzerfälle können aus den Inos so die zwei Leptonen und Neutralinos entstehen, die ein Signal vortäuschen können. Durch Anwedung des Jet-Vetos (siehe Kapitel 6.3) können diese Prozesse effektiv unterdrückt werden, es besteht aber die Möglichkeit, dass aus den leichten Squarks Jets entstehen, die niederenergetisch sind und dann unter die Schwelle des Jet-Vetos fallen. Das Spektrum des transversalen

7 Analyse Zh ($h \rightarrow inv.$) in supersymmetrischen Szenarien

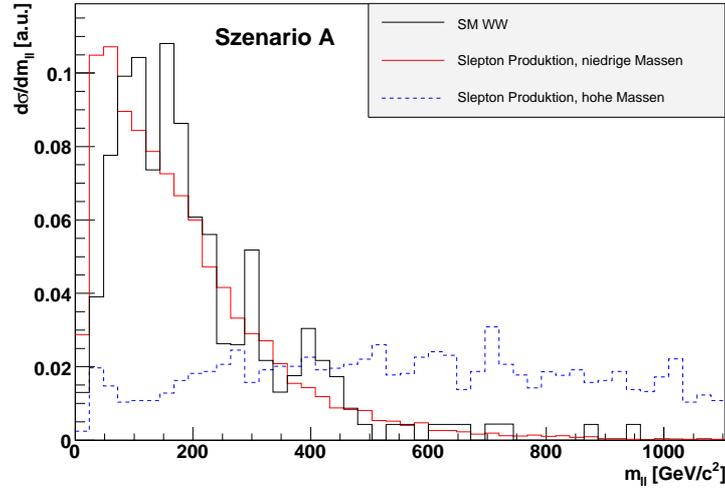


Abbildung 7.6: Invariantes Massenspektrum der Leptonen nach allen Selektionsschnitten (außer der Z -Masse) für die Prozesse WW und Sleptonproduktion, für niedrige Sleptonmassen ($\mathcal{O}(200)$ GeV/c², rot) und hohe Sleptonmassen ($\mathcal{O}(1)$ TeV/c², blau), jeweils auf Eins normiert. Der Abbildung liegt Szenario A zugrunde.

Impuls des höchstenergetischen Jets ist in Abbildung 7.7 gezeigt. Es ist zusätzlich die Schwelle des Jet-Vetos der Analyse (Abschnitt 6.3) eingetragen.

Neutralino/Chargino-Produktion

Die Produktion der supersymmetrischen Partner der Standardmodell-Bosonen ist als Endzustand sehr vielfältig. Prinzipiell können alle Kombinationen der Ino-Produktion $gg/qq \rightarrow \chi_j^i \chi_j^i$ ($(i, j) \neq (0, 0)$) zum identischen Signalendzustand führen. Über die Produktion des ersten instabilen Neutralino (χ_2^0), bzw. des leichtesten Chargino ist immer ein Kaskadenzerfall vorhanden, der die erforderlichen Leptonen produzieren kann. Darüber hinaus ist dieser Prozess unabhängig von den Sfermionmassen, die im nächsten Abschnitt besprochen werden. Der Ino-Sektor ist wie bereits in Abschnitt 7.2 erwähnt in erster Linie von M_1, M_2, μ abhängig und somit robust gegen die Wahl der Sfermionmassen (siehe auch die Ino-Massenspektren der SUSY-Punkte für hohe/niedrige Sfermionmassen in Anhang A). Für die betrachteten Szenarien ist durch die relativ niedrigen Ino-Massen der Produktionswirkungsquerschnitt um einen Faktor 20 gegenüber der Zh -Produktion überhöht, er liegt bei $\mathcal{O}(10)$ pb.

Einen wichtigen Einfluss auf den Ino-Untergrund hat das Verhältnis der Neutralinomasenparameter $r_{12} = M_1/M_2$. In Modellen mit Gültigkeit der GUT-Relation ist die Massenaufspaltung zwischen χ_1^0 und χ_2^0 zu gering, um den Zerfall $\chi_2^0 \rightarrow Z \chi_1^0$ über ein reelles Z -Boson kinematisch zu erlauben. Befindet man sich jedoch in einem Punkt mit $r_{12} > 2.5..3$

7.3 Analyse der drei ausgewählten Punkte im p MSSM Parameterraum

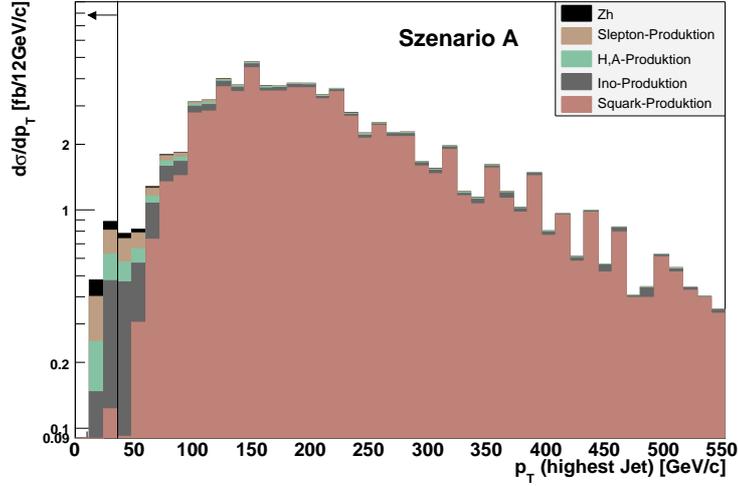


Abbildung 7.7: Das Spektrum des Jets mit dem höchsten transversalen Impuls im Ereignis, nur für die supersymmetrischen Produktionsprozesse. Der Abbildung liegt Szenario A zugrunde.

gilt, so kann durch die entstehende Massendifferenz der Zerfall $\chi_{2,3}^0 \rightarrow Z\chi_1^0$ die anderen Zerfallsmoden des χ_2^0 und χ_3^0 derart dominieren, dass effektiv nur ein Unterschied zwischen dem leichtesten Neutralino und dem schwersten Neutralino verbleibt. Für den Fall, dass $m(\chi_2^0) - m(\chi_1^0) < m_Z$ realisiert ist, gelten die Aussagen weiterhin, dann jedoch nur für das χ_3^0 .

Das χ_4^0 ist in allen untersuchten Szenarien mit dem χ_3^0 nicht mehr massenentartet, seine Masse liegt $\mathcal{O}(100)$ GeV/ c^2 über der Masse des χ_3^0 . Deshalb sind zusätzliche Zerfallsketten über das Chargino $\chi_4^0 \rightarrow W^\mp \chi^\pm$, bzw. über ein zweites Z-Boson $\chi_4^0 \rightarrow Z\chi_{2,3}^0$ möglich. Sollte auch $m(\chi_4^0) \approx m(\chi_3^0)$ sein, so gelten die Aussagen des vorigen Absatzes auch für das χ_4^0 .

In den untersuchten SUSY-Szenarien wird die Abhängigkeit der Analyse vom Ino-Untergrund besonders deutlich. In den Szenarien A und B zerfallen χ_2^0 und χ_3^0 über folgende Zerfallsketten:

$$\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0 + f + \bar{f} \quad (100\%); \quad \chi_3^0 \rightarrow \chi_1^0 + Z \quad (\text{A : } 50\%; \text{B : } 30\%), \quad (7.1)$$

wohingegen im Szenario C mit

$$\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0 + Z \quad (100\%); \quad \chi_3^0 \rightarrow \chi_1^0 + Z \quad (100\%) \quad (7.2)$$

ein vollständig erzwungener Zerfall in χ_1^0 und einem Z-Boson auftritt. In Verbindung mit dem zweiten Neutralino aus der Neutralinopaarproduktion kann so die Signalsignatur in vielen Ino-Produktionskanälen entstehen.

Die Größe des Effektes der Massenaufspaltung der Neutralinos auf die invariante Lepton-Leptonmasse ist in Abbildung 7.8 dargestellt. Im linken Bild ist das Massenspektrum für

7 Analyse Zh ($h \rightarrow inv.$) in supersymmetrischen Szenarien

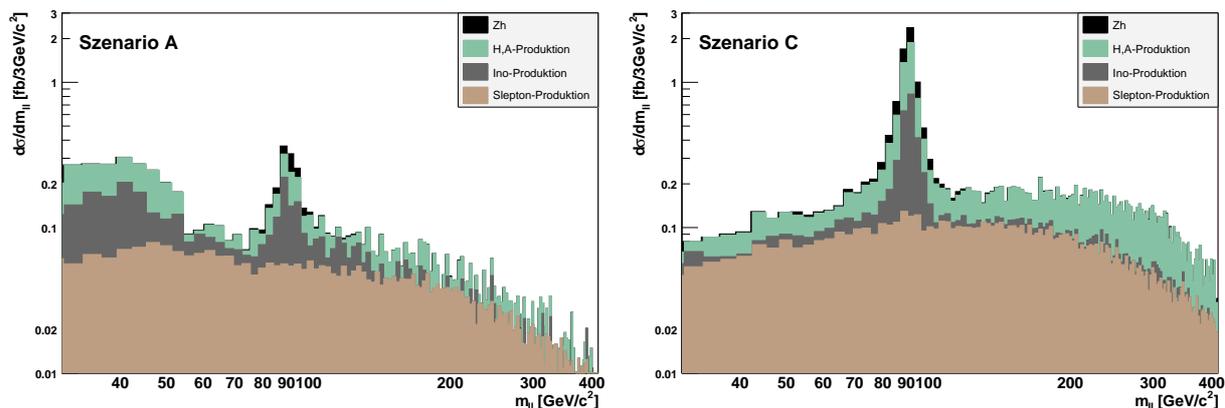


Abbildung 7.8: Links: Invariantes Massenspektrum für Szenario A der einzelnen SUSY-Produktionsprozesse. Rechts: Invariantes Massenspektrum für Szenario C der einzelnen SUSY-Produktionsprozesse. Beide Abbildungen beziehen sich auf die Szenarien mit niedrigen Sfermionmassen und niedrigem $\tan\beta$ (vgl. Tab. 7.2).

das Szenario A zu sehen, das rechte Bild zeigt das Massenspektrum für das Szenario B. Für beide Diagramme wurde der Higgsmassenparameter $m_A = 1000 \text{ GeV}/c^2$ angenommen. Während die Ino-Produktion im Szenario A noch einen ausgeprägten Anteil bei niedrigen invarianten Lepton-Lepton-Massen zeigt, kann die Form der Ino-Produktion in Szenario C nicht mehr von der Form des Signals unterschieden werden. Weiterhin ist der resonante Anteil des Leptonmassenspektrums in Szenario C größer als in Szenario A. Damit stellt sich das Hauptproblem der Untergrundnormierung, welches in Abschnitt 7.3.5 noch einmal angesprochen wird.

Schwere Higgs-Bosonen-Produktion

Gleichwohl einen Beitrag zum Signal, als auch einen Untergrund stellt die Produktion schwerer Higgs-Bosonen, H und A dar. Diese können über bestimmte Zerfallsmoden *exakt* die Signaltopologie nachbilden. Obwohl auf diese Weise ein SUSY-Higgs-Boson im 2-Lepton p_T -Kanal einen signifikanten Überschuss an erwarteten Standardmodellereignissen verursachen kann, ist dies ein unerwünschter Nebeneffekt der Higgs-Boson-Phänomenologie in dieser Analyse. Die Zerfallsketten, die zu diesem Untergrund beitragen sind hauptsächlich folgende:

$$gg \rightarrow H/A \rightarrow \chi_2^\mp \chi_1^\pm, \quad \text{mit } \chi_2^\mp \rightarrow \chi_1^\mp \nu \quad \text{und} \quad \chi_1^\pm \rightarrow \chi_1^0 \ell \nu \quad (7.3)$$

$$gg \rightarrow H/A \rightarrow \chi_3^0 \chi_1^0, \quad \text{mit } \chi_3^0 \rightarrow Z \chi_1^0. \quad (7.4)$$

7.3 Analyse der drei ausgewählten Punkte im pMSSM Parameterraum

Leptonen aus Zerfallsketten der Charginos entstammen überwiegend aus Drei-Körper-Zerfällen $\chi^\pm \rightarrow \chi^0 \ell \nu$ oder aus W-Zerfällen. Das invariante Massenspektrum dieser Leptonenpaare ist daher bei niedrigen Werten konzentriert, wie auch im linken Teil der Abbildung 7.8 zu sehen ist.

Dagegen kann das χ_3^0 bzw. das χ_2^0 , falls die Bedingung für die Massendifferenz aus Abschnitt 7.3.1 erfüllt ist, über ein reelles Z-Boson zerfallen. Die Zerfallskette (7.4) zeigt den identischen Endzustand des Signals ZH , $Z \rightarrow \ell\ell, h \rightarrow \chi_1^0 \chi_1^0$, der aus der H-Produktion entsteht.

7.3.2 Einfluss der Sfermionmassen

Die Sfermionmassen sind bis auf geringe Einschränkungen frei wählbar. Es muss sich daher die Frage gestellt werden, ob dies einen nennenswerten Einfluss auf die Analyse hat, und wie möglicherweise damit umzugehen ist.

Sleptonmassen

In Abschnitt 7.3.1 wurde bereits bei der Diskussion des Sleptonuntergrundes die Abhängigkeit der Sleptonmassen vorweggenommen. Für hohe Sleptonmassen kann dieser Prozess völlig vernachlässigt werden, währenddessen für niedrige Sleptonmassen ($m_{\tilde{\ell}} \approx 200 \text{ GeV}/c^2$) ein deutlicher Anteil der Prozesse $q\bar{q} \rightarrow \tilde{\ell}\tilde{\ell}$ die Selektionsschritte passiert. Weil man aber aus diesen Prozessen kein resonantes Massenspektrum erwartet (Bild 7.6), sind diese Prozesse, wie in Abschnitt 6.4.3 beschrieben, gut zu kontrollieren.

Squarkmassen

Der Einfluss der Squarkmassen hatte für diese Analyse keinerlei Bedeutung. Die Squark-Produktion enthält pro Ereignis mindestens einen hochenergetischen Jet, so dass durch das Jet-Veto der Unterdrückungsfaktor für diese Prozesse bei $\mathcal{O}(10^5)$ liegt, was deutlich genügt, um diesen Produktionsprozess vernachlässigen zu können⁶.

7.3.3 Einfluss von $\tan \beta$

Die Parameterabhängigkeit für $\text{BR}(h \rightarrow \chi_1^0 \chi_1^0)$ kann der Abbildung 7.5 entnommen werden. Dort ist zu sehen, dass mit wachsendem $\tan \beta$ das relevante Verzweigungsverhältnis abnimmt. Bereits für $\tan \beta = 10$ findet man im optimistischen Szenario B nur noch knapp

⁶Weiterhin ist eine leichte Abnahme im $\text{BR}(h \rightarrow \chi_1^0 \chi_1^0)$ für niedrige Sfermionmassen zu beobachten. Dies liegt an den Schleifenkorrekturen der Sfermionbeiträge für die Zerfallskanäle und Massen der Higgs-Bosonen.

7 Analyse Zh ($h \rightarrow \text{inv.}$) in supersymmetrischen Szenarien

ein Fünftel des Verzweigungsverhältnisses für $\tan\beta = 3$. Die Sfermion-Produktion, sowie die Ino-Produktion werden von der Änderung von $\tan\beta$ nicht oder nur geringfügig betroffen. Dies kann in Anhang A anhand der Tabellen C.1 bis C.12 bestätigt werden. Für den Produktionsprozess $gg \rightarrow H, A$ ist die $\tan\beta$ -Abhängigkeit stark ausgeprägt. Für $\tan\beta = 10$ kann eine Zunahme des akzeptierten Wirkungsquerschnitts um bis zu 300% gegenüber $\tan\beta = 3$ beobachtet werden. Dies ist entsprechend konträr zur Abnahme des $\text{BR}(h \rightarrow \chi_1^0 \chi_1^0)$ mit wachsendem $\tan\beta$.

7.3.4 Einfluss von m_A

Auf die SUSY-Produktionsprozesse von Zh , Sleptonen, Inos und Squarks hat m_A keinen nennenswerten Einfluss, wie für alle drei Szenarien in Abbildung 7.9 gezeigt wird. Dagegen ist der akzeptierte Wirkungsquerschnitt der H, A -Produktion sehr stark abhängig vom Parameter m_A . Weniger durch neue Zerfallskanäle, die sich mit wachsendem $m_{A,H}$ öffnen können (so zum Beispiel in Abschnitt 7.3.1 erläutert, wenn $m_H > m_{\chi_4^0} + m_Z$), als durch die starke Reduktion des initialen Produktionswirkungsquerschnitts, der bis zu 2.5 Größenordnungen umfasst.

7.3.5 Bestimmung des Signals und der Signifikanz

Abbildung 7.9 zeigt die akzeptierten Wirkungsquerschnitte der einzelnen SUSY-Produktionskanäle der drei Szenarien als Funktion von m_A . Exemplarisch werden nur die SUSY-Szenarien mit niedrigen Sfermionmassen – für hohe Sfermionmassen liegen die akzeptierten Wirkungsquerschnitte der Prozesse „Slepton-“ und „Squarkproduktion“ nahe bei Null – und für niedriges $\tan\beta$ gezeigt:

Die Fehlerbalken beziehen sich auf die Unsicherheit im akzeptierten Wirkungsquerschnitt, verursacht durch statistische Fluktuationen aufgrund niedriger Monte-Carlo-Statistik⁷ der generierten Ereignisse. Sie beinhalten weder statistische Fluktuationen durch die Anzahl der wenigen erwarteten Ereignisse im Experiment, noch die systematischen Abschätzungen auf SUSY-spezifische Fehlerquellen, die im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr verfolgt werden konnten. Dies muss in einer umfassenderen Analyse zu berücksichtigen sein.

Die Signifikanz der Analyse wurde auf verschiedene Weisen berechnet. Dabei wurde die in Kapitel 6 gewonnene Unsicherheit auf den Standardmodelluntergrund über Gleichung 6.2 einbezogen, unter der in Kapitel 7.1 angestellten Überlegung, dass sich der verminderte

⁷Für jeden Punkt ($m_A, \tan\beta, \text{Sfermionmassen}$) wurde der komplette SUSY-Punkt für alle Produktionskanäle neu generiert. Interpolationen nichtrelevanter m_A -Werte wurden bei den Produktionsprozessen „Sfermion-Produktion“ und „Ino-Produktion“ vorgenommen, diese Prozesse wurden nur für $m_A = 400, 1000$ und $2000 \text{ GeV}/c^2$ simuliert.

Wirkungsquerschnitt der neuen Analyse nicht in der Unsicherheit der Normierung festsetzt. Die Unsicherheit auf den Standardmodelluntergrund bleibt somit bei den Werten, die in Tabelle 6.9 gegeben sind.

Abbildungen 7.10 bis 7.12 zeigen die erwarteten Überschüsse im $\ell\ell\gamma_T$ -Kanal gegenüber dem Standardmodell, ausgedrückt in den unterschiedlichen Signifikanzen, für das $h \rightarrow \chi_1^0\chi_1^0$ Signal alleine, sowie für die Signale $h \rightarrow \chi_1^0\chi_1^0 + \text{H,A-Produktion}$. Für das Szenario C kann die resonante Ino-Produktion ebenfalls als signalartig betrachtet werden. Für diesen Fall ist die dritte Linie in Abbildung 7.12 gültig.

7.4 Interpretation der Analyse

Die Ergebnisse für die Analyse der drei pMSSM-Szenarien lassen folgende wichtige Schlüsse zu:

- Ein rein unsichtbar zerfallendes Higgs-Boson $h \rightarrow \chi_1^0\chi_1^0$ kann in den drei SUSY-Szenarien aufgrund seiner niedrigen Verzweigungsverhältnisse weder ausgeschlossen, noch nachgewiesen werden. Ein Vergleich mit Abbildung 6.9 zeigt, dass für den Signalkanal alleine das Verzweigungsverhältnis $h \rightarrow \chi_1^0\chi_1^0$ nicht ausreicht, um die Ausschlussgrenze ξ_{95}^2 zu überschreiten⁸.
- Die ursprüngliche Vermutung, durch den enorm hohen Produktionswirkungsquerschnitt der SUSY-Untergrundkanäle die Signifikanz der ursprünglichen Analyse komplett zu verlieren, konnte jedoch nicht bestätigt werden. Gerade der größte SUSY-Untergrund – die Squark-Produktion – kann für diesen Signalkanal effektiv unterdrückt werden⁹. Auch der Prozess der Slepton-Produktion kann gut kontrolliert werden. Dagegen ist die Neutralinopaarproduktion mit ihren unterschiedlichen Produktionsprozessen und Zerfallsketten schwer zu reduzieren, zumal in fast allen Fällen der Zwei-Lepton-Endzustand über ein reelles Z-Boson erreicht wird und der akzeptierte Wirkungsquerschnitt in der Größenordnung des Signals liegt: $\mathcal{O}(\sigma^{\text{Ino}}) = \mathcal{O}(\sigma^{\text{Zh}})$.
- Durch den Einbezug der SUSY-Untergründe und hohe Sensitivität auf die SUSY-Niederenergie-Parameter¹⁰ kann in diesem Kanal alleine nicht zwischen einem teilweise unsichtbar und einem rein sichtbar zerfallenden Higgs-Boson unterschieden werden. Ein Entdeckungspotential für $h \rightarrow \chi_1^0\chi_1^0$ ist in diesem Zerfallskanal nicht vorhanden.

⁸Es ist $\sigma_{ZH}/\sigma_{ZH}^{\text{SM}} \simeq 1$ für alle drei Szenarien.

⁹Für die verbleibenden Higgs-Boson-Produktionskanäle (VBF, ttH) hingegen wird dieser Untergrundkanal die bedeutendste Rolle spielen.

¹⁰Insbesondere die Gaugino-Parameter.

7 Analyse Zh ($h \rightarrow inv.$) in supersymmetrischen Szenarien

- Mit zusätzlichen Informationen aus anderen SUSY-Suchen kann die „Zwei Leptonen + p_T “-Topologie geeignet sein, um auch für größere Werte von $\tan\beta$ einen signifikanten Beitrag zur Entdeckung des H,A zu leisten, sobald dafür die kinematischen Bedingungen gegeben sind. Während die bisher untersuchten Kanäle in Ref. [34] eine geringere Sensitivität für wachsendes $\tan\beta$ zeigen, könnte so dieser Kanal komplementär hierzu verwendet werden, um das schwere Higgs-Boson in diesen Regionen nachzuweisen.
- Weder für $h \rightarrow \chi_1^0\chi_1^0$ noch für $H, A \rightarrow Z\chi_1^0\chi_1^0$ ist eine Massenrekonstruktion und damit ein direkter Nachweis des Higgs-Bosons möglich. Da jedoch die erwarteten Wirkungsquerschnitte der „Zwei Leptonen + p_T “-Topologie die Standardmodellerwartungen sogar bei geringer integrierter Luminosität von 30 fb^{-1} bei weitem übersteigen können, leistet diese Studie einen wichtigen Beitrag in einer globalen Bestimmung der SUSY-Parameter.

7.4 Interpretation der Analyse

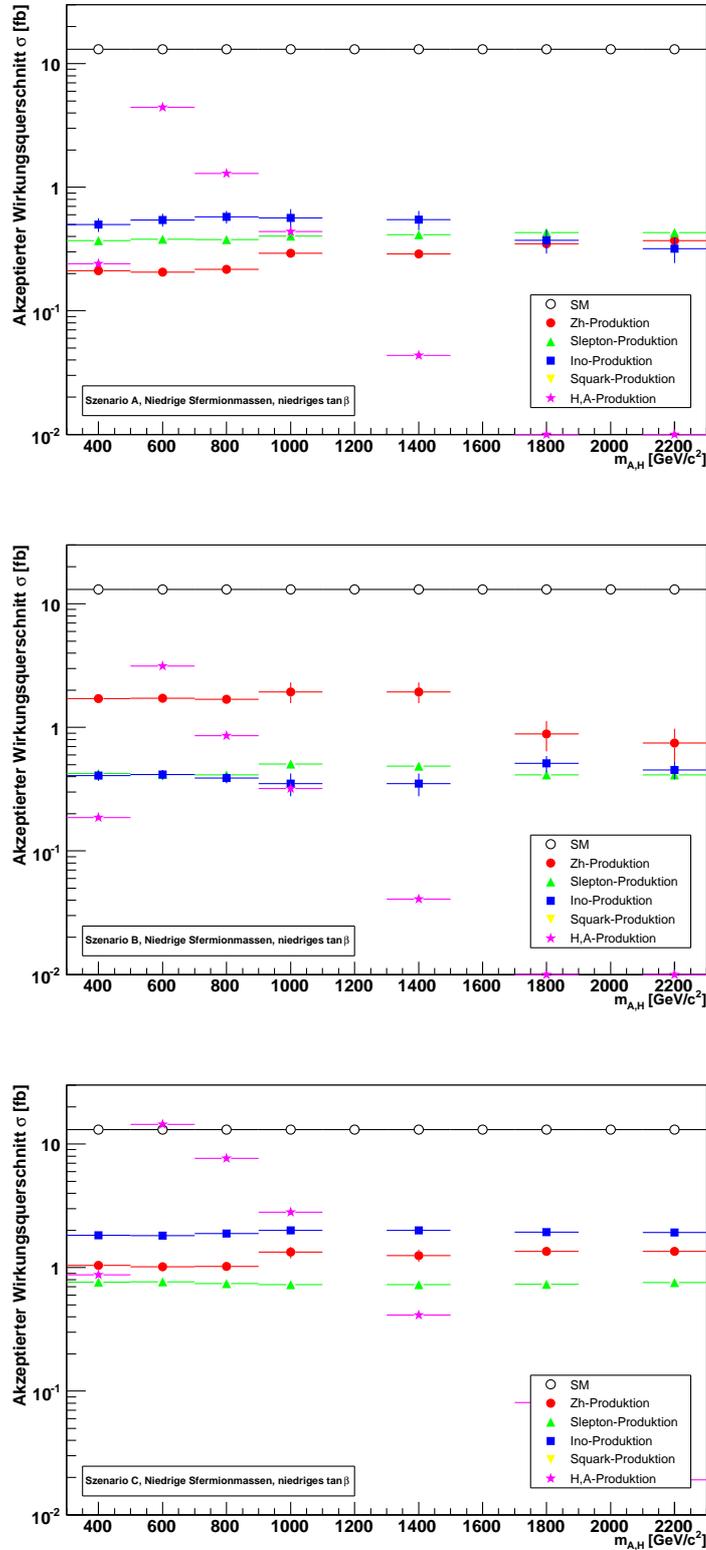


Abbildung 7.9: Akzeptierte Wirkungsquerschnitte der drei untersuchten SUSY-Punkte als Funktion von m_A . Exemplarisch gezeigt werden die drei Szenarien A (oben), B (Mitte), C (unten) für niedrige Sfermionmassen und niedriges $\tan\beta$ ($m_{\tilde{l}} = \mathcal{O}(200)$ GeV/c², $m_{\tilde{q}} = \mathcal{O}(400)$ GeV/c², $\tan\beta = 3$).

SM bezeichnet die Summe aller Kanäle des Standardmodells.

7 Analyse Zh ($h \rightarrow inv.$) in supersymmetrischen Szenarien

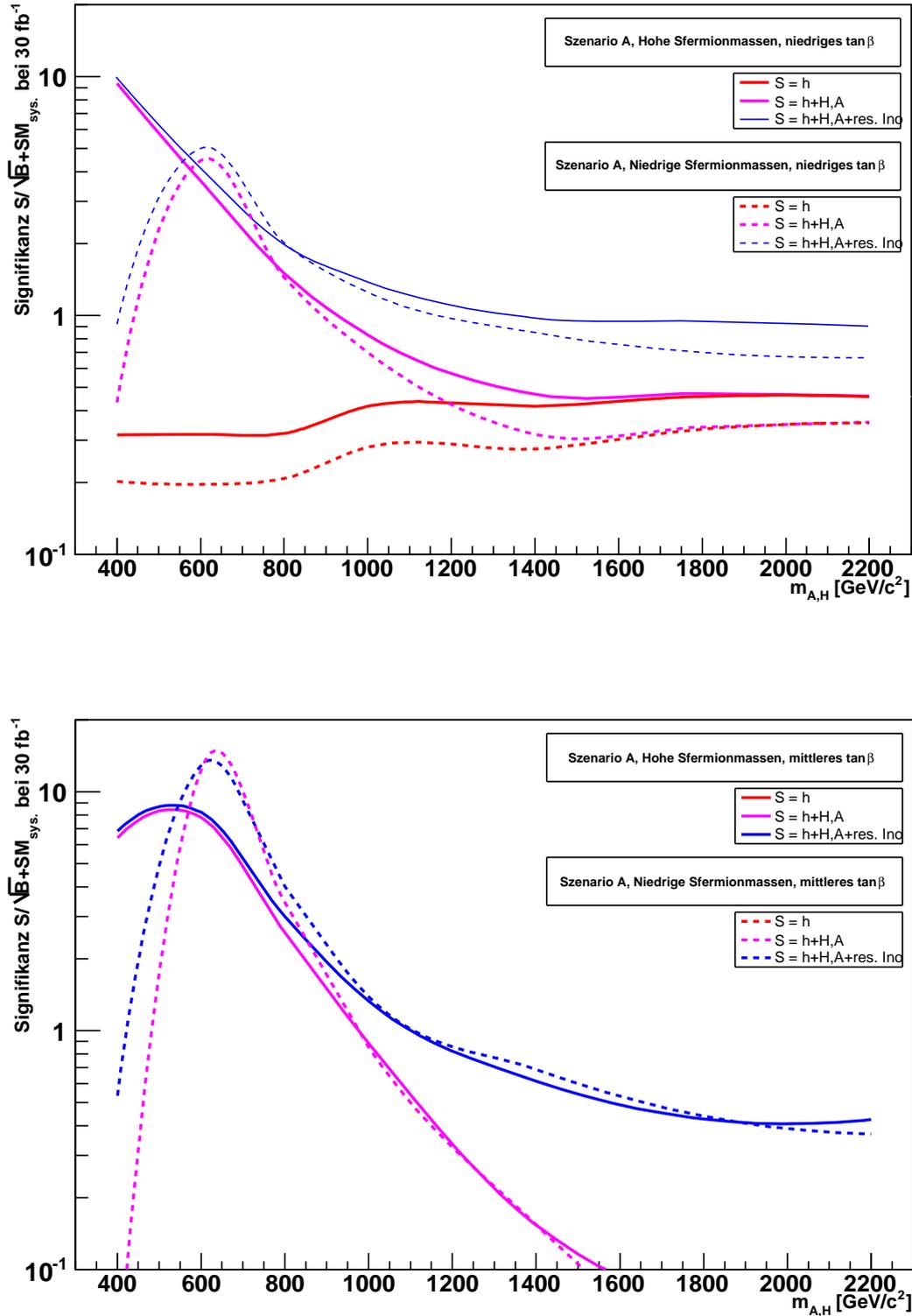


Abbildung 7.10: Erwartete Signifikanzen, abgeleitet aus dem Überschuss gegen den Standardmodell-Untergrund, im $l\bar{l}\gamma_T$ -Kanal für das Szenario A. Durchgezogene Linie: Hohe Sfermionmassen ($m_{\tilde{l}} = \mathcal{O}(1000) \text{ GeV}/c^2$, $m_{\tilde{q}} = \mathcal{O}(1000) \text{ GeV}/c^2$). Gestrichelte Linie: Niedrige Sfermionmassen ($m_{\tilde{l}} = \mathcal{O}(200) \text{ GeV}/c^2$, $m_{\tilde{q}} = \mathcal{O}(400) \text{ GeV}/c^2$). Oben: $\tan\beta = 4$. Unten: $\tan\beta = 10$.

7.4 Interpretation der Analyse

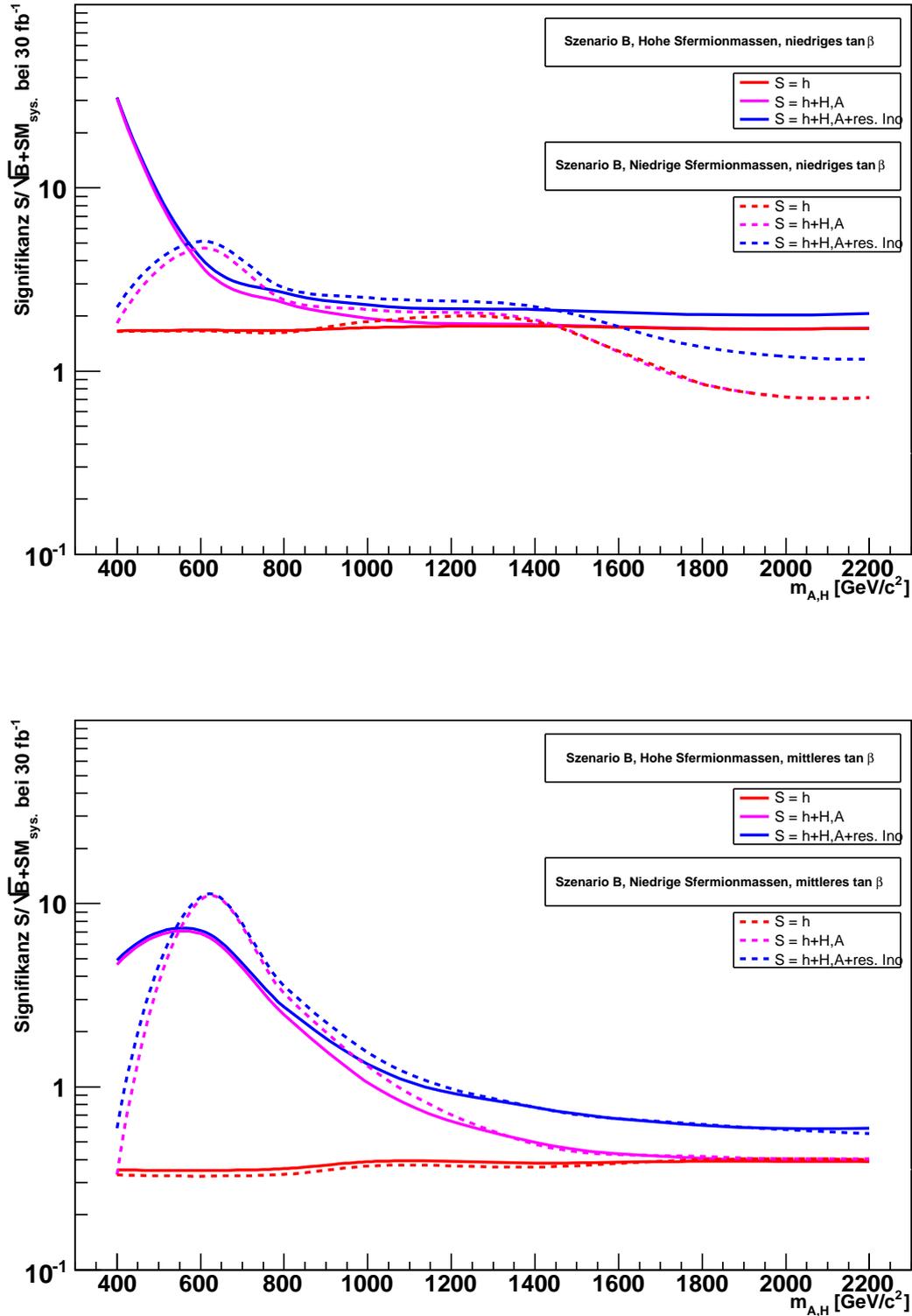


Abbildung 7.11: Erwartete Signifikanzen, abgeleitet aus dem Überschuss gegen den Standardmodell-Untergrund, im $ll\gamma_T$ -Kanal für das Szenario B. Durchgezogene Linie: Hohe Sfermionmassen ($m_{\tilde{l}} = \mathcal{O}(1000) \text{ GeV}/c^2$, $m_{\tilde{q}} = \mathcal{O}(1000) \text{ GeV}/c^2$). Gestrichelte Linie: Niedrige Sfermionmassen ($m_{\tilde{l}} = \mathcal{O}(200) \text{ GeV}/c^2$, $m_{\tilde{q}} = \mathcal{O}(400) \text{ GeV}/c^2$). Oben: $\tan \beta = 3$. Unten: $\tan \beta = 10$.

7 Analyse Zh ($h \rightarrow inv.$) in supersymmetrischen Szenarien

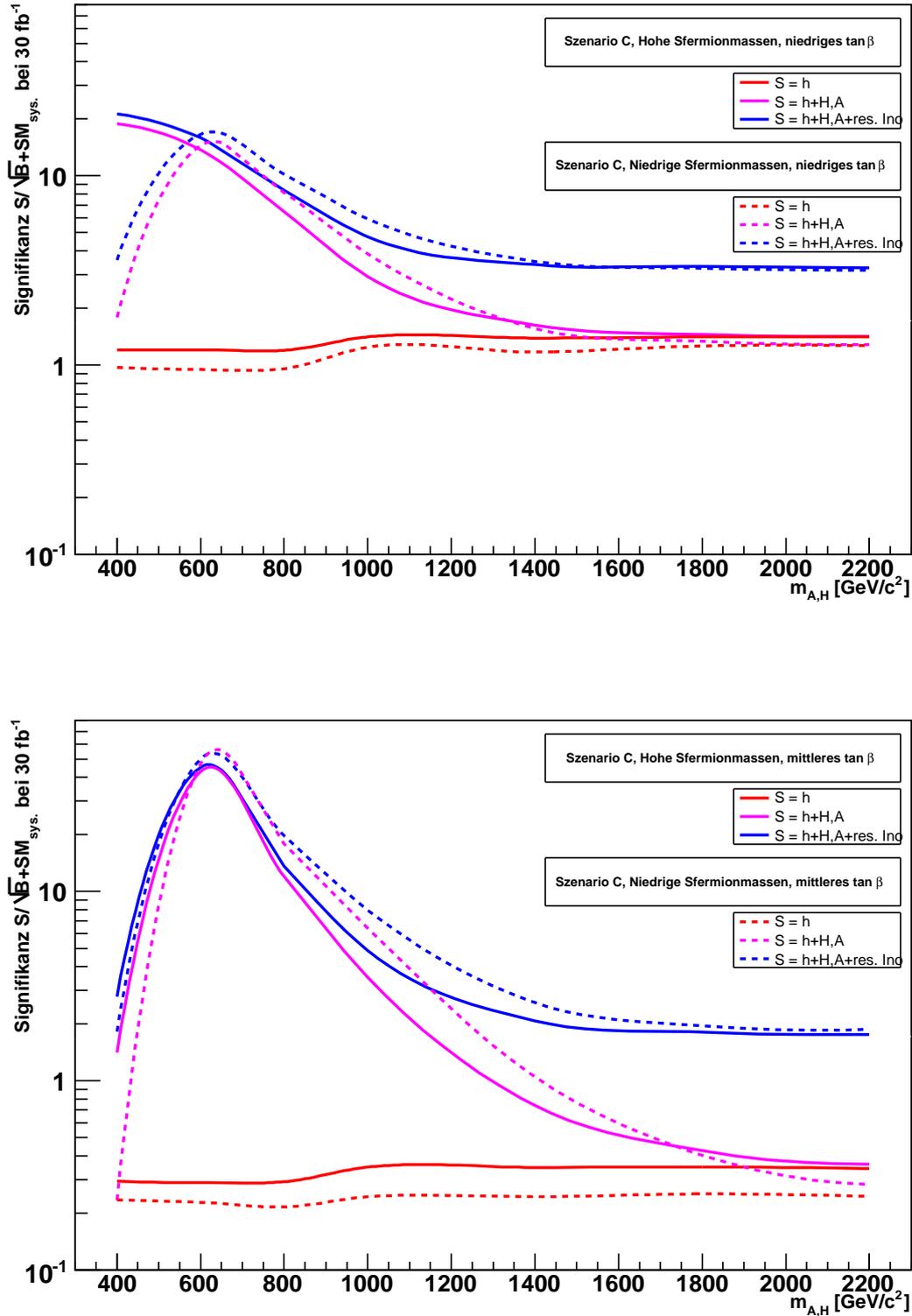


Abbildung 7.12: Erwartete Signifikanzen, abgeleitet aus dem Überschuss gegen den Standardmodell-Untergrund, im $l\bar{l}\gamma_T$ -Kanal für das Szenario C. Durchgezogene Linie: Hohe Sfermionmassen ($m_{\tilde{l}} = \mathcal{O}(1500) \text{ GeV}/c^2$, $m_{\tilde{q}} = \mathcal{O}(1500) \text{ GeV}/c^2$). Gestrichelte Linie: Niedrige Sfermionmassen ($m_{\tilde{l}} = \mathcal{O}(200) \text{ GeV}/c^2$, $m_{\tilde{q}} = \mathcal{O}(400) \text{ GeV}/c^2$). Oben: $\tan \beta = 3$. Unten: $\tan \beta = 10$.

8 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde das Entdeckungspotential für ein unsichtbar zerfallendes Higgs-Boson im ATLAS-Experiment am LHC studiert.

Da in Erweiterungen des Standardmodells Higgs-Boson-Zerfälle in unsichtbare Nicht-Standardmodell-Teilchen möglich sind, ist es notwendig zu untersuchen, inwieweit ein unsichtbarer Higgs-Boson-Zerfall im Experiment nachweisbar ist, ohne direkt das Higgs-Boson selbst anhand seiner Zerfallsprodukte wie $H \rightarrow \gamma\gamma$ zu rekonstruieren. Für diese Arbeit wurde in zwei unterschiedlichen Modellen der Kanal $q\bar{q} \rightarrow ZH (Z \rightarrow \ell\ell, H \rightarrow inv.)$ betrachtet.

Im ersten Teil der Analyse wurde ein abstraktes Modell angenommen, welches außer dem Higgs-Boson-Zerfall den restlichen Teil des Standardmodells unverändert lässt. Man wird am LHC in der Lage sein, für eine Vertrauensgrenze von 95% einen Ausschlussbereich von $m_h^{inv} < 170 \text{ GeV}/c^2$ bei 30 fb^{-1} ($250 \text{ GeV}/c^2$ bei 100 fb^{-1}) für ein rein unsichtbar zerfallendes Higgs-Boson anzugeben. Weil keine Massenrekonstruktion des Higgs-Bosons möglich ist, kann eine Entdeckung nur für ein unsichtbares Teilchen erfolgen. In der Annahme, dass das Teilchen ein Higgs-Boson mit einem vollständig unsichtbaren Zerfallskanal ist, ist eine Entdeckung mit einer Signifikanz $> 5\sigma$ bis zu einer Masse von $125 \text{ GeV}/c^2$ bei 100 fb^{-1} möglich. Da ein Signalnachweis nur aufgrund des beobachteten Überschusses an Ereignissen erfolgen kann, wurde in dieser Studie eine Methode erarbeitet, die es ermöglicht, den dominanten Untergrund der elektroschwachen ZZ -Produktion möglichst genau abzuschätzen. Indem Daten des untergrundfreien Normierungskanals $Z \rightarrow \ell\ell\ell$ verwendet werden, wird es möglich sein, absolute theoretische Unsicherheiten auf den Wirkungsquerschnitt der ZZ -Produktion zu minimieren.

Im zweiten Teil der Analyse wurde die Supersymmetrie als spezifisches Modell untersucht, in dem der Zerfall $h \rightarrow \chi_1^0\chi_1^0$ einen unsichtbaren Higgs-Boson-Zerfallskanal darstellt. Es konnte gezeigt werden, dass nur in sehr engen Bereichen, die noch aufgrund experimenteller Grenzen erlaubt sind, innerhalb des M_1, M_2, μ -Parameterraumes des MSSM überhaupt ein unsichtbarer Zerfall $h \rightarrow \chi_1^0\chi_1^0$ auftreten kann. Innerhalb dieses erlaubten Bereiches wurde in drei verschiedenen Szenarien untersucht, ob eine Entdeckung $h \rightarrow \chi_1^0\chi_1^0$ möglich sein kann. Aufgrund des reduzierten Verzweigungsverhältnis von $h \rightarrow \chi_1^0\chi_1^0$ und

8 Zusammenfassung

zusätzlichen SUSY-Untergrundprozessen wird die Signifikanz des Signals stark reduziert. Für den Kanal $h \rightarrow \chi_1^0 \chi_1^0$ alleine ist damit am LHC weder eine Entdeckung noch ein Ausschluss möglich.

Darüber hinaus konnte die Produktion schwerer Higgs-Bosonen H,A als ein dominanter Signalkanal beim Zerfall über zwei Neutralinos, $H, A \rightarrow \chi_3^0 \chi_1^0$ identifiziert werden. In allen drei betrachteten Szenarien kann für Higgs-Boson-Massen $m_{A,H} < 600 \text{ GeV}/c^2$ eine Abweichung bezogen auf den Standardmodell-Untergrund mit einer Signifikanz $S > 5\sigma$ gefunden werden. Weil eine direkte Massenrekonstruktion des H,A nicht möglich ist, kann dieser Kanal jedoch nur als Ergänzung zu den üblichen H,A-Entdeckungskanälen gesehen werden – dann jedoch gerade für die Region mit mittleren Werten von $\tan\beta$, auf die diese Analyse, im Gegensatz zu bisherigen Studien, sensitiv sein wird.

Im Rahmen einer globalen Interpretation, ob und wie SUSY realisiert ist, kann diese Studie wichtige Impulse geben. Der Hauptgrund dafür ist die hohe erwartete Signifikanz im Überschuss von Zwei-Lepton-Ereignissen mit großem fehlenden transversalen Impuls – gegenüber den Erwartungen aus Standardmodellprozessen – durch die Produktion schwerer Higgs-Bosonen. Somit wurde ein Kanal gefunden, der für die SUSY-Parameterbestimmung wichtige Beiträge liefern kann.

A Tabellen

Analyse SM-ZHinv		
Parametrisierung Proton-Strukturfunktion	CTEQ5L	
MatrixElement (Signal)	Pythia 6.203	DC2-Einstellungen [75]
MatrixElement (Untergrund)	Pythia 6.203	DC2-Einstellungen [75]
Fragmentation / Hadronisation	Pythia 6.203	
Underlying Event / Multiple Interaction	Pythia 6.203	
Detektorsimulation	ATLFAST	
SoftwareFramework	ATHENA 7.0.3	

Analyse SUSY-ZHinv		
Parametrisierung Proton-Strukturfunktion	CTEQ6L	
Susy-Spektrum Generator	SPheno 2.2.3	
Susy-Spektrum Generator	Feynhiggs 2.2.10	nur Higgs-Sektor
MatrixElement (Signal)	Pythia 6.319	modifizierte DC2-Einstellungen [76]
MatrixElement (Untergrund)	Pythia 6.319	modifizierte DC2-Einstellungen [76]
Fragmentation / Hadronisation	Pythia 6.319	
Underlying Event / Multiple Interaction	Pythia 6.319	
Detektorsimulation	ATLFAST	
SoftwareFramework	ATHENA 10.0.4	

Tabelle A.1: *Technische Details zu den Ereignissimulationen.*

A Tabellen

Rererenz	Typ.	Syst.	sonst.	ZH $m_h =$ 120 GeV/ c^2	BG (SM)	S/B S/B	S/\sqrt{B} @30 fb $^{-1}$ (mit Systematik)
Davoudias et al. (2004) [71]	Parton	—	—	8.7fb	26fb	0.33	9.3
Frederiksen et al. [72]	Parton	—	—	9.5fb	69fb	0.14	6.3
Roy,Godbole [73]	Parton	—	—	6.2fb	28fb	0.22	6.4
P. Gagnon [55]	Atlfast	Ja	ATLAS	5.4fb	19fb	0.29	6.9 (4.4)
Diese Analyse [74]	Atlfast	Ja	ATLAS	4.2fb	16fb	0.27	5.9 (3.5)

Tabelle A.2: Vergleich ausgewählter bisheriger durchgeführter Analysen ZH ($H \rightarrow inv.$).

	Startwert	Endwert	Schrittweite
m_{12}	200	800	5
m_0	200	2000	200
A_0	-1000	1000	50
$\tan \beta$	3	12	3
μ	-1	1	2

Tabelle A.3: Scanbereich der untersuchten SUSY-Punkte im $mSugra$ -Modell

pMSSM	Startwert	Endwert	Schrittweite
M_1	60	140	2
M_2	120	560	4
μ	120	240	5
M_{SUSY}	1000	1500	500
A_t	-2000	2000	2000
M_3	600	800	200
m_A	400	2200	100
$\tan \beta$	3	10	7

Tabelle A.4: Scanbereich der untersuchten SUSY-Punkte im pMSSM-Modell

Szenario	A	B	C	A	B	C
	$\tan \beta=3(4)$			$\tan \beta=10$		
BR ($h \rightarrow \chi_1^0 \chi_1^0$), hohe Sfermionmassen	9.3 %	47 %	41 %	0.5 %	11 %	11 %
BR ($h \rightarrow \chi_1^0 \chi_1^0$), niedrige Sfermionmassen	5.5 %	47 %	35 %	0.0 %	10 %	7 %

Tabelle A.5: Verzweigungsverhältnisse des supersymmetrischen Higgs-Bosons h in Neutralinos ($h \rightarrow \chi_1^0 \chi_1^0$) in allen betrachteten Szenarien.

B Massenspektren der SUSY-Punkte

In den folgenden Abbildungen werden die Massenspektren der drei, bzw. sechs untersuchten SUSY-Punkte dargestellt. Die SUSY-Punkte für die niedrigen Sfermionmassen korrespondieren direkt zu den jeweiligen SUSY-Punkten mit den hohen Sfermionmassen, alle anderen Spartikel-Massenparameter sind gleich gewählt worden. Für den Slepton,- bzw. den Squark-Sektor wurden einheitliche Massenparameter $m_0 = M_{\tilde{l},\tilde{q}}_{L,R}$ angenommen. Durch Schleifenkorrekturen liegt das \tilde{t}_1 immer unterhalb des Ausgangswertes M_{33} der Mischungsmatrix, die verbleibenden Squarkmassen sind annähernd entartet und einheitlich als \tilde{q} gekennzeichnet. Die Spektren der SUSY-Punkte mit niedrigen Slepton- und Squarkmassen sind in den Abbildungen der korrespondierenden SUSY-Punkte eingezeichnet. Die Änderung der Massenspektren mit $\tan\beta$ ist marginal und nicht eingezeichnet.

Die Tabellen [B.1](#) bis [B.3](#) zeigen das Massenspektrum aller SUSY-Teilchen für die drei Szenarien.

B Massenspektren der SUSY-Punkte

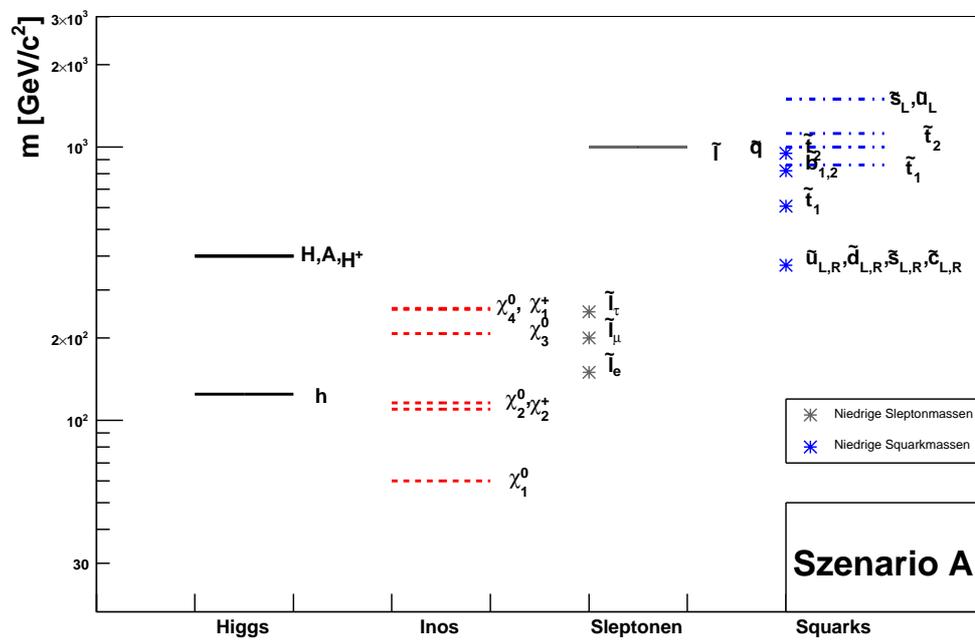


Abbildung B.1: Massenspektrum Szenario A

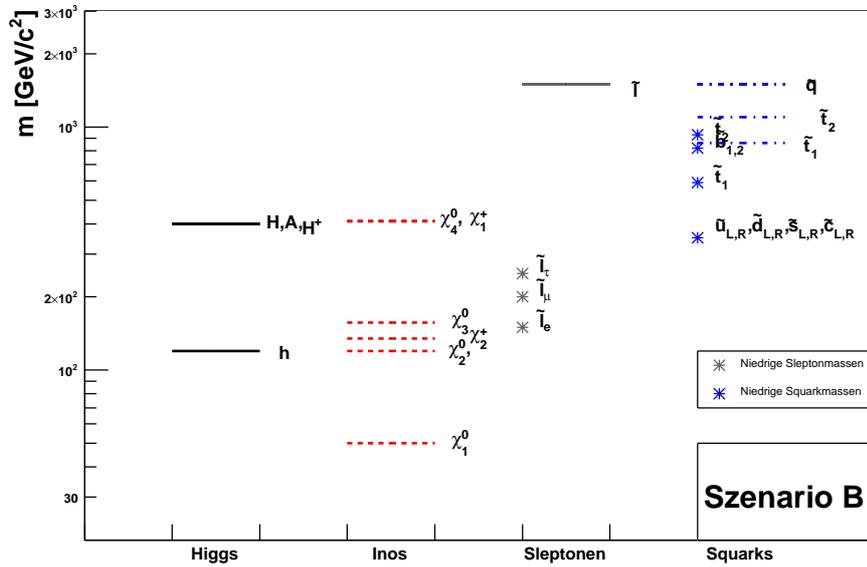


Abbildung B.2: Massenspektrum Szenario B

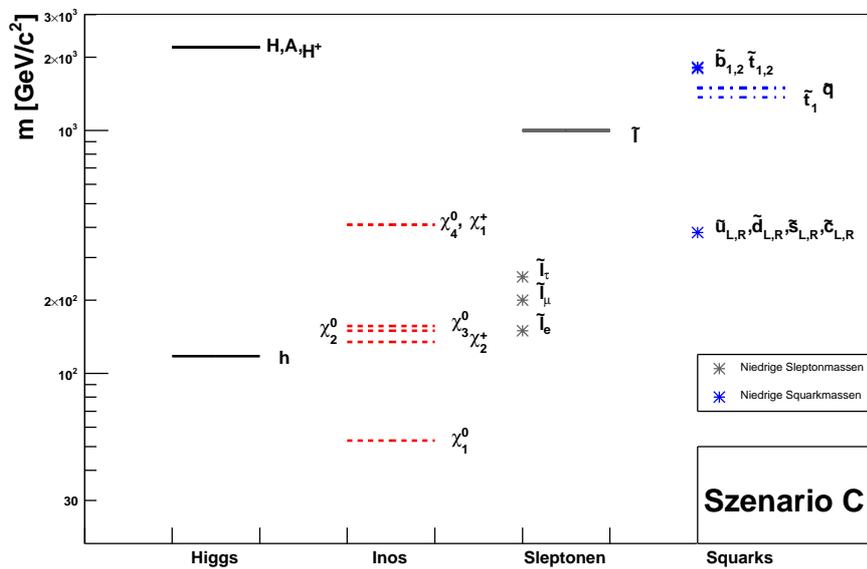


Abbildung B.3: Massenspektrum Szenario C. Die schweren Higgs-Bosonen (H, A, H^+) wurden hier ursprünglich als schwer angenommen.

B Massenspektren der SUSY-Punkte

```

# SUSY Les Houches Accord 1.0 - MSSM spectrum + Decays
# SPheno 2.2.3
# W. Porod, Comput. Phys. Commun. 153 (2003) 275-315, hep-ph/0301101
# in case of problems send email to porod@physik.unizh.ch
# Created: 13.01.2006, 14:49
Block SPINFO      # Program information
  1  SPheno      # spectrum calculator
  2  2.2.3      # version number
#
BLOCK MODSEL
  1 1 # MSSM
# Either the general MSSM or a model has been used
# which has not yet been implemented in the LesHouches standard
Block MINPAR # Input parameters
  3  4.17600654E+00 # tanb at m_Z
  4  1.00000000E+00 # Sign(mu)
Block SMINPUTS # SM parameters
  1  1.27931007E+02 # alpha_em^-1(MZ)^MSbar
  2  1.16639000E-05 # G_mu [GeV^-2]
  3  1.17200000E-01 # alpha_s(MZ)^MSbar
  4  9.11876000E+01 # m_Z(pole)
  5  4.20000000E+00 # m_b(m_b), MSbar
  6  1.74300000E+02 # m_t(pole)
  7  1.77700000E+00 # m_tau(pole)
Block MASS # Mass spectrum
# PDG code      mass      particle
  24  8.04204282E+01 # W+
  25  1.24233206E+02 # Mh0
  35  3.85533692E+02 # MHH
  36  3.82614906E+02 # MA0
  37  3.91571357E+02 # MHp
1000001  3.77972948E+02 # ~d_L
2000001  3.72522967E+02 # ~d_R
1000002  3.70055951E+02 # ~u_L
2000002  3.70065323E+02 # ~u_R
1000003  3.77942805E+02 # ~s_L
2000003  3.72520419E+02 # ~s_R
1000004  3.68216990E+02 # ~c_L
2000004  3.71891856E+02 # ~c_R
1000005  8.03737769E+02 # ~b_1
2000005  8.41416090E+02 # ~b_2
1000006  6.01838181E+02 # ~t_1
2000006  9.49228248E+02 # ~t_2
1000011  1.58320641E+02 # ~e_L-
2000011  1.56731324E+02 # ~e_R-
1000012  1.40499656E+02 # ~nu_eL
1000013  2.06514518E+02 # ~mu_L-
2000013  2.05113079E+02 # ~mu_R-
1000014  1.93010500E+02 # ~nu_muL
1000015  2.50540892E+02 # ~tau_1-
2000015  2.58689456E+02 # ~tau_2-
1000016  2.44382821E+02 # ~nu_tauL
1000021  8.27901830E+02 # ~g
1000022  5.96134935E+01 # ~chi_10
1000023  1.13112381E+02 # ~chi_20
1000025  -2.07462436E+02 # ~chi_30
1000035  2.54221480E+02 # ~chi_40
1000024  1.07173857E+02 # ~chi_1+
1000037  2.51536341E+02 # ~chi_2+

```

Tabelle B.1: Massenspektrum Szenario A (niedrige Sfermionmassen) des SPheno-SLHA-Files.

```

# SUSY Les Houches Accord 1.0 - MSSM spectrum + Decays
# SPheno 2.2.3
# W. Porod, Comput. Phys. Commun. 153 (2003) 275-315, hep-ph/0301101
# in case of problems send email to porod@physik.unizh.ch
# Created: 13.01.2006, 14:55
Block SPINFO      # Program information
  1  SPheno      # spectrum calculator
  2  2.2.3      # version number
#
BLOCK MODSEL
  1 1 # MSSM
# Either the general MSSM or a model has been used
# which has not yet been implemented in the LesHouches standard
Block MINPAR # Input parameters
  3  3.13927590E+00 # tanb at m_Z
  4  1.00000000E+00 # Sign(mu)
Block SMINPUTS # SM parameters
  1  1.27930974E+02 # alpha_em^-1(MZ)^MSbar
  2  1.16639000E-05 # G_mu [GeV^-2]
  3  1.17200000E-01 # alpha_s(MZ)^MSbar
  4  9.11876000E+01 # m_Z(pole)
  5  4.20000000E+00 # m_b(m_b), MSbar
  6  1.74300000E+02 # m_t(pole)
  7  1.77700000E+00 # m_tau(pole)
Block MASS # Mass spectrum
# PDG code      mass      particle
24      8.04228109E+01 # W+
25      1.20254678E+02 # Mh0
      35      3.89316894E+02 # MHH
      36      3.84243659E+02 # MAO
      37      3.93939931E+02 # MHp
1000001  3.55552134E+02 # ~d_L
2000001  3.50912100E+02 # ~d_R
1000002  3.48498367E+02 # ~u_L
2000002  3.48602206E+02 # ~u_R
1000003  3.55553737E+02 # ~s_L
2000003  3.50908437E+02 # ~s_R
1000004  3.46647847E+02 # ~c_L
2000004  3.50436817E+02 # ~c_R
1000005  7.81160333E+02 # ~b_1
2000005  8.23081187E+02 # ~b_2
1000006  5.85763314E+02 # ~t_1
2000006  9.32143007E+02 # ~t_2
1000011  1.57907164E+02 # ~e_L-
2000011  1.56057878E+02 # ~e_R-
1000012  1.41832764E+02 # ~nu_eL
1000013  2.06196183E+02 # ~mu_L-
2000013  2.04600327E+02 # ~mu_R-
1000014  1.93975008E+02 # ~nu_muL
1000015  2.49839576E+02 # ~tau_1-
2000015  2.59002552E+02 # ~tau_2-
1000016  2.45242232E+02 # ~nu_tauL
1000021  5.39610065E+02 # ~g
1000022  4.88558893E+01 # ~chi_10
1000023  1.17136520E+02 # ~chi_20
1000025  -2.25321085E+02 # ~chi_30
1000035  2.71674073E+02 # ~chi_40
1000024  1.12487766E+02 # ~chi_1+
1000037  2.68210526E+02 # ~chi_2+

```

Tabelle B.2: Massenspektrum Szenario B (niedrige Sfermionmassen) des SPheno-SLHA-Files.

B Massenspektren der SUSY-Punkte

```

# SUSY Les Houches Accord 1.0 - MSSM spectrum + Decays
# SPheno 2.2.3
# W. Porod, Comput. Phys. Commun. 153 (2003) 275-315, hep-ph/0301101
# in case of problems send email to porod@physik.unizh.ch
# Created: 13.01.2006, 15:18
Block SPINFO      # Program information
  1  SPheno      # spectrum calculator
  2  2.2.3      # version number
#
BLOCK MODSEL
  1 1 # MSSM
# Either the general MSSM or a model has been used
# which has not yet been implemented in the LesHouches standard
Block MINPAR # Input parameters
  3  3.14491591E+00 # tanb at m_Z
  4  1.00000000E+00 # Sign(mu)
Block SMINPUTS # SM parameters
  1  1.27931144E+02 # alpha_em^-1(MZ)^MSbar
  2  1.16639000E-05 # G_mu [GeV^-2]
  3  1.17200000E-01 # alpha_s(MZ)^MSbar
  4  9.11876000E+01 # m_Z(pole)
  5  4.20000000E+00 # m_b(m_b), MSbar
  6  1.74300000E+02 # m_t(pole)
  7  1.77700000E+00 # m_tau(pole)
Block MASS # Mass spectrum
# PDG code      mass      particle
24      8.04105685E+01 # W+
25      1.16685474E+02 # Mh0
      35      2.20033551E+03 # MHH
      36      2.19917683E+03 # MAO
      37      2.20149754E+03 # MHp
1000001  3.84953331E+02 # ~d_L
2000001  3.74392471E+02 # ~d_R
1000002  3.77915841E+02 # ~u_L
2000002  3.71526435E+02 # ~u_R
1000003  3.84953417E+02 # ~s_L
2000003  3.74392222E+02 # ~s_R
1000004  3.77918518E+02 # ~c_L
2000004  3.71524521E+02 # ~c_R
1000005  1.80556139E+03 # ~b_1
2000005  1.82532026E+03 # ~b_2
1000006  1.70189652E+03 # ~t_1
2000006  1.88693350E+03 # ~t_2
1000011  1.68244104E+02 # ~e_L-
2000011  1.57857808E+02 # ~e_R-
1000012  1.52485420E+02 # ~nu_eL
1000013  2.14485168E+02 # ~mu_L-
2000013  2.06035505E+02 # ~mu_R-
1000014  2.02280698E+02 # ~nu_muL
1000015  2.48775106E+02 # ~tau_1-
2000015  2.68185960E+02 # ~tau_2-
1000016  2.52212060E+02 # ~nu_tauL
1000021  6.62269362E+02 # ~g
1000022  5.23988461E+01 # ~chi_10
1000023  1.49213891E+02 # ~chi_20
1000025  -1.57483357E+02 # ~chi_30
1000035  3.91432163E+02 # ~chi_40
1000024  1.35196081E+02 # ~chi_1+
1000037  3.91419292E+02 # ~chi_2+

```

Tabelle B.3: Massenspektrum Szenario C (niedrige Sfermionmassen) des SPheno-SLHA-Files.

C Akzeptierte Wirkungsquerschnitte

$m(A,H)$ [GeV/c ²]	400	600	800	1000	1200	1400	1600	1800	2000	2200
Zh-Produktion	0.327	0.33	0.333	0.432	—	0.432	—	0.475	—	0.473
Slepton-Produktion	0	0	0	0	—	0	—	0	—	0
Ino-Produktion	0.496	0.487	0.485	0.552	—	0.509	—	0.472	—	0.447
Squark-Produktion	0	0	0	0	—	0	—	0	—	0
H,A-Produktion	9.36	3.45	1.23	0.428	—	0.0537	—	0.0132	—	0
S/\sqrt{B} [nur Zh]	0.316	0.318	0.321	0.416	—	0.417	—	0.459	—	0.457
S/\sqrt{B} [Zh+H,A]	9.35	3.65	1.51	0.829	—	0.468	—	0.471	—	0.459
S/\sqrt{B} [Zh+H,A+res.Ino]	9.9	4.15	1.99	1.37	—	0.967	—	0.934	—	0.897

Tabelle C.1: Akzeptierte Wirkungsquerschnitte für das Szenario A der supersymmetrischen Prozesse. Hohe Sfermionmassen, niedriges $\tan\beta$ ($m_{\tilde{l}} = \mathcal{O}(1000)$ GeV/c², $m_{\tilde{q}} = \mathcal{O}(1000)$ GeV/c², $\tan\beta = 3$).

$m(A,H)$ [GeV/c ²]	400	600	800	1000	1200	1400	1600	1800	2000	2200
Zh-Produktion	0.211	0.205	0.217	0.293	—	0.288	—	0.348	—	0.369
Slepton-Produktion	0.369	0.379	0.377	0.401	—	0.413	—	0.429	—	0.429
Ino-Produktion	0.498	0.545	0.576	0.564	—	0.547	—	0.371	—	0.318
Squark-Produktion	0	0	0	0	—	0	—	0	—	0
H,A-Produktion	0.241	4.43	1.29	0.438	—	0.0435	—	0	—	0
S/\sqrt{B} [nur Zh]	0.202	0.196	0.208	0.281	—	0.276	—	0.334	—	0.355
S/\sqrt{B} [Zh+H,A]	0.433	4.44	1.44	0.7	—	0.318	—	0.341	—	0.357
S/\sqrt{B} [Zh+H,A+res.Ino]	0.917	5.01	2.01	1.25	—	0.848	—	0.701	—	0.666

Tabelle C.2: Akzeptierte Wirkungsquerschnitte für das Szenario A der supersymmetrischen Prozesse. Niedrige Sfermionmassen, niedriges $\tan\beta$ ($m_{\tilde{l}} = \mathcal{O}(200)$ GeV/c², $m_{\tilde{q}} = \mathcal{O}(400)$ GeV/c², $\tan\beta = 3$).

C Akzeptierte Wirkungsquerschnitte

m(A,H) [GeV/c ²]	400	600	800	1000	1200	1400	1600	1800	2000	2200
Zh-Produktion	1.72	1.73	1.72	1.78	—	1.82	—	1.76	—	1.77
Slepton-Produktion	0	0	0	0	—	0	—	0	—	0
Ino-Produktion	0.38	0.358	0.317	0.354	—	0.37	—	0.321	—	0.344
Squark-Produktion	0	0	0	0	—	0	—	0	—	0
H,A-Produktion	30.1	2.2	0.715	0.227	—	0.0343	—	0	—	0
S /√B [nur Zh]	1.66	1.67	1.67	1.73	—	1.76	—	1.7	—	1.71
S /√B [Zh+H,A]	30.7	3.8	2.36	1.94	—	1.8	—	1.71	—	1.71
S /√B [Zh+H,A+res.Ino]	31.3	4.17	2.68	2.3	—	2.17	—	2.03	—	2.06

Tabelle C.3: Akzeptierte Wirkungsquerschnitte für das Szenario B der supersymmetrischen Prozesse. Hohe Sfermionmassen, niedriges $\tan\beta$ ($m_{\tilde{t}} = \mathcal{O}(1000)$ GeV/c², $m_{\tilde{q}} = \mathcal{O}(1000)$ GeV/c², $\tan\beta = 3$).

m(A,H) [GeV/c ²]	400	600	800	1000	1200	1400	1600	1800	2000	2200
Zh-Produktion	1.71	1.73	1.69	1.94	—	1.94	—	0.885	—	0.749
Slepton-Produktion	0.425	0.415	0.414	0.504	—	0.486	—	0.413	—	0.412
Ino-Produktion	0.408	0.415	0.39	0.35	—	0.35	—	0.511	—	0.453
Squark-Produktion	0	0	0	0	—	0	—	0	—	0
H,A-Produktion	0.187	3.15	0.857	0.321	—	0.0407	—	0	—	0
S /√B [nur Zh]	1.64	1.66	1.63	1.86	—	1.86	—	0.848	—	0.718
S /√B [Zh+H,A]	1.82	4.68	2.45	2.17	—	1.9	—	0.853	—	0.72
S /√B [Zh+H,A+res.Ino]	2.23	5.11	2.84	2.52	—	2.25	—	1.35	—	1.16

Tabelle C.4: Akzeptierte Wirkungsquerschnitte für das Szenario B der supersymmetrischen Prozesse. Niedrige Sfermionmassen, niedriges $\tan\beta$ ($m_{\tilde{t}} = \mathcal{O}(200)$ GeV/c², $m_{\tilde{q}} = \mathcal{O}(400)$ GeV/c², $\tan\beta = 3$).

m(A,H) [GeV/c ²]	400	600	800	1000	1200	1400	1600	1800	2000	2200
Zh-Produktion	1.27	1.27	1.27	1.49	—	1.47	—	1.49	—	1.49
Slepton-Produktion	0	0	0	0	—	0	—	0	—	0
Ino-Produktion	1.83	1.81	1.8	1.79	—	1.77	—	1.88	—	1.85
Squark-Produktion	0	0	0	0	—	0	—	0	—	0
H,A-Produktion	18.6	13.2	5.55	1.61	—	0.252	—	0.0446	—	0
S /√B [nur Zh]	1.2	1.2	1.2	1.41	—	1.39	—	1.41	—	1.41
S /√B [Zh+H,A]	18.8	13.7	6.45	2.93	—	1.63	—	1.45	—	1.42
S /√B [Zh+H,A+res.Ino]	21.1	15.8	8.38	4.76	—	3.39	—	3.32	—	3.26

Tabelle C.5: Akzeptierte Wirkungsquerschnitte für das Szenario C der supersymmetrischen Prozesse. Hohe Sfermionmassen, niedriges $\tan\beta$ ($m_{\tilde{t}} = \mathcal{O}(1500)$ GeV/c², $m_{\tilde{q}} = \mathcal{O}(1500)$ GeV/c², $\tan\beta = 3$).

m(A,H) [GeV/c ²]	400	600	800	1000	1200	1400	1600	1800	2000	2200
Zh-Produktion	1.04	1.01	1.02	1.33	—	1.26	—	1.35	—	1.35
Slepton-Produktion	0.761	0.765	0.743	0.73	—	0.73	—	0.734	—	0.756
Ino-Produktion	1.82	1.82	1.88	2.01	—	2	—	1.94	—	1.93
Squark-Produktion	0	0	0	0	—	0	—	0	—	0
H,A-Produktion	0.872	14.4	7.67	2.81	—	0.414	—	0.081	—	0.0191
S / \sqrt{B} [nur Zh]	0.973	0.946	0.957	1.24	—	1.17	—	1.26	—	1.26
S / \sqrt{B} [Zh+H,A]	1.79	14.4	8.12	3.86	—	1.56	—	1.34	—	1.28
S / \sqrt{B} [Zh+H,A+res.Ino]	3.59	16.6	10.2	5.91	—	3.53	—	3.24	—	3.17

Tabelle C.6: Akzeptierte Wirkungsquerschnitte für das Szenario C der supersymmetrischen Prozesse, Niedrige Sfermionmassen, niedriges $\tan\beta$ ($m_{\tilde{l}} = \mathcal{O}(200)$ GeV/c², $m_{\tilde{q}} = \mathcal{O}(400)$ GeV/c², $\tan\beta = 3$).

m(A,H) [GeV/c ²]	400	600	800	1000	1200	1400	1600	1800	2000	2200
Zh-Produktion	0.0379	0.039	0.0411	0.0508	—	0.0552	—	0.0562	—	0.0542
Slepton-Produktion	0	0	0	0	—	0	—	0	—	0
Ino-Produktion	0.406	0.37	0.419	0.45	—	0.474	—	0.363	—	0.377
Squark-Produktion	0	0	0	0	—	0	—	0	—	0
H,A-Produktion	6.6	8.03	2.63	0.867	—	0.104	—	0.0196	—	0
S / \sqrt{B} [nur Zh]	0.0366	0.0377	0.0397	0.049	—	0.0532	—	0.0543	—	0.0524
S / \sqrt{B} [Zh+H,A]	6.41	7.8	2.58	0.886	—	0.153	—	0.0733	—	0.0571
S / \sqrt{B} [Zh+H,A+res.Ino]	6.85	8.2	3	1.33	—	0.615	—	0.427	—	0.424

Tabelle C.7: Akzeptierte Wirkungsquerschnitte für das Szenario A der supersymmetrischen Prozesse. Hohe Sfermionmassen, mittleres $\tan\beta$ ($m_{\tilde{l}} = \mathcal{O}(1000)$ GeV/c², $m_{\tilde{q}} = \mathcal{O}(1000)$ GeV/c², $\tan\beta = 10$).

m(A,H) [GeV/c ²]	400	600	800	1000	1200	1400	1600	1800	2000	2200
Zh-Produktion	0.0248	0.0226	0.0273	0.0268	—	0.0253	—	0.0261	—	0.0221
Slepton-Produktion	0.421	0.424	0.426	0.401	—	0.377	—	0.426	—	0.422
Ino-Produktion	0.518	0.451	0.56	0.543	—	0.551	—	0.414	—	0.355
Squark-Produktion	0	0	0	0	—	0	—	0	—	0
H,A-Produktion	0	12.9	3.56	0.865	—	0.135	—	0.0139	—	0
S / \sqrt{B} [nur Zh]	0.0237	0.0217	0.0261	0.0257	—	0.0242	—	0.025	—	0.0212
S / \sqrt{B} [Zh+H,A]	0.0327	12.4	3.44	0.854	—	0.153	—	0.0384	—	0.0264
S / \sqrt{B} [Zh+H,A+res.Ino]	0.534	12.9	4.01	1.39	—	0.687	—	0.438	—	0.369

Tabelle C.8: Akzeptierte Wirkungsquerschnitte für das Szenario A der supersymmetrischen Prozesse. Niedrige Sfermionmassen, mittleres $\tan\beta$ ($m_{\tilde{l}} = \mathcal{O}(200)$ GeV/c², $m_{\tilde{q}} = \mathcal{O}(400)$ GeV/c², $\tan\beta = 10$).

C Akzeptierte Wirkungsquerschnitte

m(A,H) [GeV/c ²]	400	600	800	1000	1200	1400	1600	1800	2000	2200
Zh-Produktion	0.364	0.361	0.369	0.403	—	0.396	—	0.405	—	0.404
Slepton-Produktion	0	0	0	0	—	0	—	0	—	0
Ino-Produktion	0.254	0.267	0.253	0.279	—	0.279	—	0.215	—	0.202
Squark-Produktion	0	0	0	0	—	0	—	0	—	0
H,A-Produktion	4.44	6.72	2.19	0.688	—	0.119	—	0.0156	—	0
S /√B [nur Zh]	0.352	0.349	0.357	0.39	—	0.383	—	0.392	—	0.391
S /√B [Zh+H,A]	4.65	6.85	2.48	1.06	—	0.498	—	0.407	—	0.396
S /√B [Zh+H,A+res.Ino]	4.92	7.14	2.73	1.33	—	0.772	—	0.617	—	0.593

Tabelle C.9: Akzeptierte Wirkungsquerschnitte für das Szenario B der supersymmetrischen Prozesse. Hohe Sfermionmassen, mittleres $\tan\beta$ ($m_{\tilde{t}} = \mathcal{O}(1000)$ GeV/c², $m_{\tilde{q}} = \mathcal{O}(1000)$ GeV/c², $\tan\beta = 3$).

m(A,H) [GeV/c ²]	400	600	800	1000	1200	1400	1600	1800	2000	2200
Zh-Produktion	0.344	0.339	0.346	0.384	—	0.38	—	0.416	—	0.416
Slepton-Produktion	0.433	0.448	0.438	0.474	—	0.476	—	0.471	—	0.465
Ino-Produktion	0.272	0.341	0.311	0.25	—	0.293	—	0.213	—	0.157
Squark-Produktion	0	0	0	0	—	0	—	0	—	0
H,A-Produktion	0	10.6	3.03	0.964	—	0.127	—	0.0173	—	0
S /√B [nur Zh]	0.331	0.326	0.333	0.369	—	0.365	—	0.4	—	0.401
S /√B [Zh+H,A]	0.331	10.5	3.24	1.3	—	0.487	—	0.417	—	0.405
S /√B [Zh+H,A+res.Ino]	0.595	10.9	3.56	1.54	—	0.772	—	0.624	—	0.557

Tabelle C.10: Akzeptierte Wirkungsquerschnitte für das Szenario B der supersymmetrischen Prozesse. Niedrige Sfermionmassen, mittleres $\tan\beta$ ($m_{\tilde{t}} = \mathcal{O}(200)$ GeV/c², $m_{\tilde{q}} = \mathcal{O}(400)$ GeV/c², $\tan\beta = 10$).

m(A,H) [GeV/c ²]	400	600	800	1000	1200	1400	1600	1800	2000	2200
Zh-Produktion	0.309	0.304	0.307	0.367	—	0.366	—	0.368	—	0.362
Slepton-Produktion	0	0	0	0	—	0	—	0	—	0
Ino-Produktion	1.38	1.36	1.36	1.33	—	1.35	—	1.41	—	1.43
Squark-Produktion	0	0	0	0	—	0	—	0	—	0
H,A-Produktion	1.17	44.8	12.3	3.32	—	0.41	—	0.0811	—	0.0194
S /√B [nur Zh]	0.294	0.289	0.293	0.35	—	0.348	—	0.35	—	0.344
S /√B [Zh+H,A]	1.41	43	12	3.51	—	0.739	—	0.427	—	0.363
S /√B [Zh+H,A+res.Ino]	2.79	45.2	13.6	4.87	—	2.07	—	1.8	—	1.76

Tabelle C.11: Akzeptierte Wirkungsquerschnitte für das Szenario C der supersymmetrischen Prozesse. Hohe Sfermionmassen, mittleres $\tan\beta$ ($m_{\tilde{t}} = \mathcal{O}(1500)$ GeV/c², $m_{\tilde{q}} = \mathcal{O}(1500)$ GeV/c², $\tan\beta = 10$).

m(A,H) [GeV/c ²]	400	600	800	1000	1200	1400	1600	1800	2000	2200
Zh-Produktion	0.25	0.243	0.23	0.259	—	0.259	—	0.27	—	0.262
Slepton-Produktion	0.822	0.825	0.832	0.742	—	0.709	—	0.77	—	0.755
Ino-Produktion	1.64	1.63	1.5	1.51	—	1.57	—	1.61	—	1.65
Squark-Produktion	0	0	0	0	—	0	—	0.233	—	0.233
H,A-Produktion	0	50.2	18.8	6.53	—	0.855	—	0.163	—	0.041
S /√B [nur Zh]	0.234	0.228	0.215	0.244	—	0.243	—	0.252	—	0.245
S /√B [Zh+H,A]	0.234	47.2	17.9	6.38	—	1.05	—	0.404	—	0.283
S /√B [Zh+H,A+res.Ino]	1.81	50	19.7	7.97	—	2.58	—	1.95	—	1.87

Tabelle C.12: Akzeptierte Wirkungsquerschnitte für das Szenario C der supersymmetrischen Prozesse. Niedrige Sfermionmassen, mittleres $\tan\beta$ ($m_{\tilde{t}} = \mathcal{O}(200)$ GeV/c², $m_{\tilde{q}} = \mathcal{O}(400)$ GeV/c², $\tan\beta = 10$).

C Akzeptierte Wirkungsquerschnitte

Literaturverzeichnis

- [1] Super-Kamiokande Collaboration, Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 1562-1567, [\[arXiv:hep-ex/9807003\]](#);
Super-Kamiokande Collaboration, Phys. Rev. Lett. **93** (2004) 101801, [\[arXiv:hep-ex/0404034\]](#)
- [2] The ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, SLD Collaborations, the LEP Electroweak Working Group, the SLD Electroweak and Heavy Flavour Groups, *Precision Electroweak Measurements on the Z Resonance* (2005) [\[arXiv:hep-ex/0509008\]](#).
- [3] D.Graudenz, M.Spira, P. M. Zerwas, Phys. Rev. Lett. **70** (1993) 1372-1375;
T. Han, G. Valencia, S. Willenbrock, Phys.Rev.Lett. **69** (1992) 3274-3277 O. Brein, A. Djouadi, R. Harlander, *NNLO QCD corrections to the Higgs-strahlung processes at hadron colliders*, [\[arXiv:hep-ph/0307206\]](#) (2003);
M. L. Ciccolini, S. Dittmaier, M. Krämer, *Electroweak Radiative Corrections to Associated WH and ZH Production at Hadron Colliders*, [\[arXiv:hep-ph/0306234\]](#) (2003);
W. Beenakker et. al., *Higgs Radiation off Top Quarks at the Tevatron and the LHC*, [\[arXiv:hep-ph/0107081\]](#) (2001).
- [4] A. Djouadi, J. Kalinowski and M. Spira, Comput. Phys. Commun. **108** (1998) 56, [\[arXiv:hep-ph/9704448\]](#); <http://people.web.psi.ch/spira/hdecay/>.
- [5] Das ALEPH-Experiment, <http://aleph.web.cern.ch/aleph>
- [6] Das DELPHI-Experiment, <http://delphiwww.cern.ch>
- [7] Das L3-Experiment, <http://l3.web.cern.ch/l3>
- [8] Das OPAL-Experiment, <http://opal.web.cern.ch/Opal>
- [9] The LEP Higgs Working Group, Phys. Lett. **B565** (2003), 61-75
- [10] Der Proton-Antiproton Beschleuniger TEVATRON, <http://www-bdnew.fnal.gov/tevatron>

- [11] R.E. Shrock and M. Suzuki, Phys. Lett. **B10** (1982) 250;
L.F. Li, Y. Liu and L. Wolfenstein, Phys. Lett. **B159** (1985) 45.
- [12] A.S. Joshipura and J.W.F. Valle, Nucl. Phys. **B397** (1993) 105.
- [13] T. Binoth and J.J. van der Bij, Z. Phys. **C75** (1997) 17.
- [14] S.P. Martin and D. Wells, Phys. Rev. **D60** (1999) 35006,
[\[arXiv:hep-ph/9903259\]](#);
G.F. Giudice, R. Rattazzi and J.D. Wells, Nucl. Phys. **B595** (2001) 250,
[\[arXiv:hep-ph/0002178\]](#).
- [15] M. Maltoni and M.I. Vysotsky, Phys. Lett. **B463** (1999) 230;
M. Maltoni, V.A. Novikov, L.B. Okun, A.N. Rozanov, and M.I. Vysotsky, Phys. Lett. **B476** (2000) 107.
- [16] K. Belotsky et al., Phys. Rev. **D68** (2003) 054027, [\[arXiv:hep-ph/0210153\]](#).
- [17] N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos and G. Dvali, Phys. Lett. **B429** (1998) 263;
I. Antoniadis, N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos and G. Dvali, Phys. Lett. **B436** (1998) 257;
K. Dienes, E. Dudas and T. Gherghetta, Phys. Lett. **B436** (1998) 55 and Nucl. Phys. **B537** (1999) 47.
- [18] D. Dominici, *Invisible Higgs in large extra dimension models* (2004)
[\[arXiv:hep-ph/0408087\]](#).
- [19] S. P. Martin, *A supersymmetry primer*, (1997) [\[arXiv:hep-ph/9709356\]](#).
- [20] J. Ostriker and P. Steinhardt, *New Light on Dark Matter*, Science **300** (2003) 5627, 1909-1913.
- [21] L. Alvarez-Gaume, J. Polchinski, M. Wise, *Minimal Low-Energy Supergravity*, Nucl. Phys. **B221** 495 (1983).
- [22] G.F. Giudice, M.A. Luty, H. Murayama and R. Rattazi, JHEP **27**, 9812 (1998),
[\[arXiv:hep-ph/9810442\]](#);
L. Randall and R. Sundrum, Nucl. Phys. **B557** 79 (1999)
[\[arXiv:hep-ph/99810155\]](#).
- [23] M. Dine, A. Nelson and Y. Shirman, Phys. Rev. **D51**, 1362 (1995),
[\[arXiv:hep-ph/9408384\]](#);
M. Dine, A. Nelson and Y. Shirman, Phys. Rev. **D53**, 2658 (1996),
[\[arXiv:hep-ph/9507378\]](#).

- [24] A. Djouadi, *The Anatomy of Electro-Weak Symmetry Breaking. I: The Higgs boson in the Standard Model*, [[arXiv:hep-ph/0503172](#)] (2005);
A. Djouadi, *The Anatomy of Electro-Weak Symmetry Breaking. II: The Higgs bosons in the Minimal Supersymmetric Model*, [[arXiv:hep-ph/0503173](#)] (2005).
- [25] J. Wess and J. Bagger, *Supersymmetry and Supergravity*, Princeton Series in Physics, New Jersey, 1992.
- [26] The LEP Susy Working Group, *Combined LEP stop and sbottom Results 183-208 GeV*, LEPSUSYWG/04-02.1 (2004)
- [27] M.M. El Kheishen, A.A. Shafik and A.A. Aboshousha, Phys. Rev. **D45** (1992) 4345;
M. Guchait, Z. Phys. **C57** (1993) 157 and (E) *ibid.* **C61** (1994) 178.
- [28] H. Haber, D. Dicus, M. Drees and X. Tata, Phys. Rev. **D37** (1987) 1367;
J.F. Gunion and H.E. Haber, Nucl. Phys. **B307** (1988) 445;
K. Griest and H.E. Haber, Phys. Rev. **D37** (1988) 719;
A. Djouadi et al., Phys. Lett. **B376** (1996) 220;
A. Djouadi, P. Janot, J. Kalinowski and P.M. Zerwas, Phys. Lett. **B376** (1996) 220;
A. Djouadi and M. Drees, Phys. Lett. **B407** (1997) 243.
- [29] G. Belanger et al., Nucl. Phys. **B581** (2000) 3;
G. Belanger et al., Phys. Lett. **B519** (2001) 93, [[arXiv:hep-ph/0106275](#)];
G. Belanger et al., J. High Energy Phys. **03** (2004) 12, [[arXiv:hep-ph/0310037](#)].
- [30] D. Boussard et al.: *The Large Hadron Collider: conceptual design*, CERN/AC/95-05 (1995)
- [31] ATLAS94 ATLAS Collaboration, *ATLAS Technical Proposal for a General Purpose pp Experiment at the Large Hadron Collider at CERN*, CERN/LHCC/94-43
- [32] CMS Collaboration, *CMS Technical Proposal*, CERN/LHCC/94-38, LHCC/P1 (1994)
- [33] ATLAS Collaboration, Technical Design Reports,
<http://atlas.web.cern.ch/Atlas/internal/tdr.html>
- [34] ATLAS Collaboration, *Detector and Physics Performance Technical Design Report*, CERN/LHCC/99-15 (1999).

- [35] ATLAS Trigger Group, *Data Acquisition and Controls: ATLAS High-Level Trigger, Data Acquisition and Controls, Technical Design Report*, ATLAS TDR-016 (2003).
- [36] Das ATHENA-Software Framework für ATLAS,
<http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/SOFTWARE/00/architecture>
- [37] Der HERA Elektron/Proton-Beschleuniger, www.desy.de
- [38] T. Sjostrand, *Comp. Phys. Comm.* **82** (1994) 74;
T. Sjöstrand, P. Eden, C. Friberg, L. Lönnblad, G. Miu, S. Mrenna and E. Norrbin, *Comp. Phys. Comm.* **135** (2001) 238, [[arXiv:hep-ph/0010017](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0010017)].
- [39] H. Lai et. al, *Eur. Phys. J.* **C12** (2000) 375.
- [40] B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman and T. Sjöstrand, *Phys. Rep.* **97** (1983) 31;
B. Andersson, *The Lund Model*, Cambridge University Press, 1998.
- [41] S. Frixione and B.R. Webber, Matching NLO QCD computations and parton shower simulations, *JHEP* 0206 (2002) **029**, [[arXiv:hep-ph/0204244](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0204244)];
S. Frixione, P. Nason and B.R. Webber, Matching NLO QCD and parton showers in heavy flavour production, *JHEP* 0308 (2003) **007** [[arXiv:hep-ph/0305252](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0305252)].
- [42] W. Porod, *Comput. Phys. Commun.* **153** 275-315 (2003), [[arXiv:hep-ph/0301101](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0301101)],
www-theorie.physik.unizh.ch/porod/SPheno.html.
- [43] S. Heinemeyer, *The Higgs Boson Sector of the Complex MSSM in the Feynman-diagrammatic approach*, *Eur.Phys.J.* **C22** (2001) 521-534, [[arXiv:hep-ph/0108059](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0108059)];
M. Frank, S. Heinemeyer, W. Hollik, G. Weiglein, *The Higgs Boson Masses of the Complex MSSM: A Complete One-Loop Calculation*, [[arXiv:hep-ph/0212037](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0212037)];
S. Heinemeyer, *MSSM Higgs Physics at Higher Orders*, [[arXiv:hep-ph/0407244](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0407244)], www.feynhiggs.de.
- [44] S. Martin and M. Vaughn, *Phys. Rev.* **D50**, 2282 (1994);
Y. Yamada, *Phys. Rev.* **D50**, 3537 (1994);
I. Jack, D.R.T. Jones, *Phys. Lett.* B333 (1994) 372.
- [45] Verweise [40], [41], [43] in Referenz [42]

- [46] Verweise [47], [48], [49] in Referenz [42]
- [47] S. Agostinelli et al. *GEANT4: A simulation toolkit*, Nucl. Instrum. Meth. **A506** (2003) 250-303
- [48] E. Richter-Was, D. Froidevaux and L. Poggioli, *ATLFAST, a fast simulation package for ATLAS*, ATLAS note, ATL-PHYS-98-131.
- [49] K. Mahboubi, K. Jakobs, *A fast parametrization of electromagnetic and hadronic calorimeter showers*, ATL-SOFT-PUB-2006-001 (2005)
- [50] ATLAS Collaboration, *Detector and Physics performance Technical Design Report* 1999 CERN/LHCC/99-14 ATLAS TDR 14
- [51] D. Schroff, *Studie zur elektronischen Kalibration der Flüssig-Argon-Kalorimeter und zur Entdeckung unsichtbar zerfallender Higgs-Bosonen im ATLAS-Experiment*, Dissertation, Freiburg, 2004.
- [52] L. Neukermans and B. Di Girolamo, *Observing an invisibly decaying Higgs boson in ATLAS via vector boson fusion*, ATLAS note, ATL-PHYS-2003-006 (2003).
- [53] B.P. Kersevan, M. Malawski and E. Richter-Was, Eur. Phys. J. **C29** (2003) 541.
- [54] D. Schroff et al., *Study of the discovery potential of an invisibly decaying Higgs boson via the associated $t\bar{t}H$ production in the ATLAS experiment*, ATLAS note, in preparation.
- [55] P. Gagnon, *Invisible Higgs boson decays in the ZH and WH channels*, ATL-PHYS-PUB-2005-011 (2005).
- [56] D. Zeppenfeld, K. Jakobs, *private Mitteilung*.
- [57] The LEP working group for Higgs boson searches, *Searches for Invisible Higgs Bosons: Preliminary combined results using LEP data collected at energies up to 209 GeV*, LHWG Note 2001-06 (2001) [[arXiv:hep-ph/0107032](http://arxiv.org/abs/hep-ph/0107032)].
- [58] M. Spira, *h2hv*, <http://people.web.psi.ch/spira/v2hv>
- [59] B. Mellado et. al., *SM Higgs Production Cross-Sections and Branching Ratios for the ATLAS Higgs Working Group*, ATLAS Communication, ATL-COM-PHYS-2004-062.
- [60] F. Krauss, A. Schaelicke, S. Schumann, G.Soff, Phys.Rev. **D72** (2005) 054017, [[arXiv:hep-ph/0503280](http://arxiv.org/abs/hep-ph/0503280)].

- [61] T. Sjostrand, P.Z. Skands, Eur.Phys. J. **C39** 129-154 (2005), [\[arXiv:hep-ph/0408302\]](#);
P. Arve et. al., Phys. Rev. **C36**, 2018-2025 (1987).
- [62] F. Meisel, *Invisibly decaying Higgs bosons in SUSY scenarios in the ATLAS experiment*, ATLAS note, in preparation.
- [63] The LEP Higgs Working Group, *Search for Neutral MSSM Higgs Bosons at LEP*, LHWG Note 2005-01 (2005)
- [64] The LEP SUSY Working Group, *Combined LEP Chargino Results, up to 208 GeV for large m_0* , LEPSUSYWG/01-03.1
- [65] The LEP SUSY Working Group, *Combined Lower Bound of the Neutralino Mass in a Constrained MSSM model*, LEPSUSYWG/04-07.1 (2004)
- [66] W. Beenakker et. al, *Production of Charginos, Neutralinos, and Sleptons at Hadron Colliders*, Phys. Rev. Lett. **83**, 3780-3783 (1999).
- [67] LEP Higgs boson working group, *Searches for invisible Higgs decays*, [\[arXiv:hep-ex/0107032\]](#);
DELPHI Collaboration, Eur. Phys. J. **C32** (2004) 475.
- [68] D. Choudhury and D.P. Roy, Phys. Lett. **B322** (1994) 368, [\[arXiv:hep-ph/9312347\]](#);
S. Frederiksen, N. Johnson, G. Kane and J. Reid, Phys. Rev. **D50** (1994) 4244.
- [69] J.F. Gunion, Phys. Rev. Lett. **72** (1994) 199, [\[arXiv:hep-ph/9309216\]](#).
- [70] O.J.P. Eboli and D. Zeppenfeld, Phys. Lett. **B495** (2000) 147.
- [71] H. Davoudiasl, T. Han and H.E. Logan, *Discovering an invisibly decaying Higgs at Hadron Colliders*, [\[arXiv:hep-ph/0412269\]](#).
- [72] S. G. Frederiksen, N. Johnson, G. L. Kane and J. Reid, Phys. Rev. D **50** (1994) 4244.
- [73] R. Godbole et. al., *Search for invisible Higgs signals at the LHC via associated production with gauge bosons*, [\[arXiv:hep-ph/0304137\]](#).
- [74] F. Meisel et. al., *Study of the discovery potential for an invisibly decaying Higgs boson via the associated ZH production in the ATLAS experiment*, ATL-PHYS-PUB-2006-009 (2006).

- [75] <http://www-theory.lbl.gov/%7Eianh/dc/dc2.html>
- [76] <http://www.thep.lu.se/torbjorn/pythia/main75.f>, Model 7

Erklärung

Diese Arbeit ist von mir selbstständig verfasst worden, und ich habe keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt.

Frank Meisel, März 2006