Higgs-Bosons At TESLA: Studies On Production In WW–Fusion And Total Decay Width

Diplomarbeit
von
Niels Meyer

II. Institut für Experimentalphysik
Universität Hamburg
Juli 2000

Abstract

There are two production processes for Higgs–bosons at future lepton colliders like TESLA which have cross sections high enough for precision studies. These are Higgs–strahlung $e^+e^- \to HZ$ and WW–Fusion $e^+e^- \to H\,\nu_e\bar{\nu}_e$.

While events from Higgs–strahlung can be selected rather easy when reconstructing the Z–boson those from WW–fusion are more challenging. The exact measurement of the cross section of WW–fusion provides not only a possibility to distinguish between $\mathcal{SM}$ and MSSM; furthermore the results can be used for indirect determinations of the total decay width of the observed Higgs–boson.

This thesis introduces a selection for the measurement of the cross section of WW–fusion considering most of the possible background processes. As results, the measurement errors achievable for Higgs–masses $120\,\mathrm{GeV} < m_H < 160\,\mathrm{GeV}$ at $\sqrt{s} = 350\,\mathrm{GeV}$ and $500\,\mathrm{GeV}$ are given. The impact on the errors for determining the total decay width of these results is derived for the same set of parameters.

Für Dany

Ich liebe Dich sehr!

Higgs–Bosonen bei TESLA: Studien zur Produktion durch WW–Fusion und zur Bestimmung der Zerfallsbreite

$$u(\nu, T) = \frac{8\pi}{c^3} \frac{h\nu^3}{e^{h\nu/kT} - 1}$$

M. Planck, *Strahlungsspektrum eines schwarzen Körpers*

Seit der Entstehung der Quantenphysik[1] zu Beginn des letzten Jahrhunderts wurde ein langer Weg zur Beschreibung der Welt des Allerkleinsten zurückgelegt. Die bislang beste –da experimentell widerspruchsfreie– Theorie auf diesem Gebiet ist das Standardmodell $\mathcal{SM}$. Dieses beschreibt die fundamentalen Teilchen und ihre Wechselwirkungen, die starke, schwache und elektromagnetische Kraft. Die Gravitation wird im $\mathcal{SM}$ vernachlässigt, weil sie sehr viel schwächer als die anderen Kräfte ist.

Trotz enormer Fortschritte bleibt bislang eine fundamentale Frage ungeklärt: Woher kommt die Teilcheneigenschaft "Masse"? Das Standardmodell enthält zur Klärung dieses Problems den Higgs-Mechanismus der spontanen Symmetriebrechung. Direkte Folge dieses Ansatzes ist die Existenz eines physikalischen Teilchens, des Higgs-Bosons, das bislang nicht entdeckt wurde. Durch sehr genaue Messungen der freien Parameter des $\mathcal{SM}$ am Large Electron Positron Collider LEP, am Stanford Linear Collider SLC und am TEVATRON kann man jedoch indirekte Vorhersagen für die Masse dieses Teilchens machen. Mit ähnlichen Methoden hat man bereits bei LEP die Masse des Top–Quarks eingrenzen können, bevor es am $p\bar{p}$–Beschleuniger TEVATRON direkt nachgewiesen werden konnte.

Die nächste Generation von Proton– und Elektron–Beschleunigern befindet sich im Moment in der Bau– bzw. Planungsphase. Am Large Hadron Collider LHC werden Proton–Proton–Kollisionen mit Schwerpunktsenergien

[1] M. Planck führte 1900 das Wirkungsquantum h in seiner Formel für die Schwarzkörperstrahlung ein und legte damit die Grundlage für die Formulierung der Quantenmechanik

$\sqrt{s} \sim 14\,\text{TeV}$ beobachtet werden können. Während LHC ein Speicherring ist, sind für zukünftige Elektonenbeschleuniger ringförmige Anlagen nicht mehr zu realisieren. Der Energieverlust durch Synchrotronstrahlung zwingt zur Konstruktion von Linearbeschleunigern. Zur Zeit gibt es weltweit drei Projekte für einen derartigen e^+e^-–Linearbeschleuniger mit Schwerpunktsenergien $\sqrt{s} \sim \mathcal{O}(1\text{ TeV})$. Dies sind der amerikanische Next Linear Collider NLC, der Japanese Linear Collider JLC in Ostasien und der europäische TESLA (TeV Energy Superconducting Linear Accelerator).

Für diese Diplomarbeit wird die Messung des Wirkungsquerschnitts der WW–Fusion –eines Produktionsprozesses für Higgs–Bosonen– bei TESLA simuliert. Ziel ist es, eine Aussage über den zu erwartenden Messfehler dieser Größe zu machen. Kombiniert mit weiteren bereits durchgeführten Analysen für Zerfallswahrscheinlichkeiten des Higgs–Bosons kann mit diesem Ergebnis ebenfalls die erwartete Genauigkeit abgeschätzt werden, mit der man die totale Zerfallsbreite dieses Teilchens bei TESLA bestimmen kann. Da aktuelle Messungen bei LEP ein leichtes Higgs–Boson bevorzugen beschränkt sich die hier vorgestellte Analyse auf einen kleinen Massenbereich $120\,\text{GeV} < m_H < 160\,\text{GeV}$ für die Higgsmasse m_H.

In Kap. 1 werden die wichtigsten Grundlagen für diese Arbeit beschrieben. Dazu gehören neben dem Standardmodell und dem Higgs–Mechanismus der spontanen Symmetriebrechung auch der Beschleuniger TESLA mit dem geplanten Detektor.

Monte–Carlo–Programme werden oftmals eingesetzt, um Vergleichsdaten für Hochenergieexperimente zu erzeugen. Sowohl die Teilchenreaktionen als auch der Detektor werden dabei durch Computeralgorithmen simuliert. Da für diese Analyse keine Meßwerte zur Verfügung stehen, werden neben den Vergleichsereignissen auch für die "Daten" simulierte Ereignisse verwendet. In Kap. 2 werden die verwendeten Signal– und Untergrundprozesse und die Simulation der Ereignisse beschrieben.

Die eigentliche Analyse des Wirkungsquerschnitts der WW–Fusion ist dann in Kap. 3 beschrieben: Zuerst werden Signal– und Untergrundereignisse durch eine vielseitige Selektion bestmöglich getrennt. Da auch Untergrundereignisse diese Selektion passieren, wird anschließend ein χ^2–Fit auf der Verteilung des unsichtbaren Vier–Impulses zur Bestimmung der Ergebnisse verwendet.

Wie bereits erwähnt läßt die Kenntnis des zu erwartenden Meßfehlers für die WW–Fusion auch eine Abschätzung der Möglichkeit zu, die totale Zerfallsbreite des Higgs–Bosons zu bestimmen. Die Methode hierzu wird in Kap. 4 erläutert und angewendet.

Beschlossen wird die Arbeit durch eine Zusammenstellung und Diskussion der Ergebnisse.

Inhaltsverzeichnis

1 Grundlagen **1**
- 1.1 Das Standardmodell $\mathcal{SM}$ 1
- 1.2 Der Higgs–Mechanismus 5
- 1.3 Eigenschaften des $\mathcal{SM}$ Higgs-Bosons 7
- 1.4 Das TESLA–Projekt 13
  - 1.4.1 Der Beschleuniger TESLA 13
  - 1.4.2 e^+e^-–Physik bei TESLA 15
  - 1.4.3 Der Detektor für TESLA 16

2 Ereignis–Simulation **23**
- 2.1 Signalereignisse 23
- 2.2 Untergrundprozesse 25
- 2.3 Simulation des Detektors 36

3 Der Wirkungsquerschnitt für WW–Fusion **39**
- 3.1 Selektion 40
- 3.2 χ^2–Fit 56
- 3.3 Ergebnisse 61

4 Die Breite des Higgs–Bosons **63**

5 Zusammenfassung und Diskussion der Ergebnisse **65**

A Alle weiteren Fitergebnisse **69**

B `WHiZard` **75**

C Parametrisierungen für den b–Tag **77**

Kapitel 1

Grundlagen

1.1 Das Standardmodell $\mathcal{SM}$

Es gibt nach unserem heutigen Kenntnisstand insgesamt 12 fundamentale Materieteilchen, die Leptonen und Quarks, sowie deren Antiteilchen. Es handelt sich hierbei um Fermionen mit Spin 1/2. Gewöhnlich gruppiert man sie wie in Abb. 1.1 nach ihrer elektrischen Ladung Q in drei Familien. Die Fermionen wechselwirken über den Austausch von Bosonen, wobei die Art der Wechselwirkung durch das ausgetauschte Boson bestimmt wird. Es gibt vier fundamentale Wechselwirkungen, die in Tab. 1.1 aufgezählt werden.

Leptonen	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} Q = 0 \\ Q = -e \end{pmatrix}$
Quarks	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} Q = \frac{2}{3}e \\ Q = -\frac{1}{3}e \end{pmatrix}$

Abbildung 1.1: *Die drei Familien der Leptonen und Quarks. Alle Teilchen bis auf das τ–Neutrino ν_τ sind direkt nachgewiesen worden.*

Hervorgegangen ist das $\mathcal{SM}$ aus dem GSW–Modell[1] [1] der elektroschwachen Wechselwirkung. Diese Theorie liefert eine einheitliche Beschreibung von schwacher und elektromagnetischer Wechselwirkung. Darüber hinaus gehört die Quanten–Chromo–Dynamik QCD als Theorie der starken Kraft

[1] Benannte nach S. Glashow, A. Salam und S. Weinberg

Wechselwirkung	Austauschboson	wirkt zwischen
Stark	Gluon g	Quarks
Schwach	$W^{\pm}$ und Z^0	allen Teilchen
Elektromagnetisch	Photon γ	geladenen Teilchen
Gravitation	*Graviton G*	*massiven Teilchen*

Tabelle 1.1: *Liste der vier fundamentalen Wechselwirkungen und ihrer Austauschbosonen. Die Gravitation ist mit Abstand die schwächste der Kräfte und wird im Standardmodell vernachlässigt.*

zum Standard–Modell. Sowohl QCD als auch GSW–Modell sind Eichtheorien. Der Grund dafür ist, daß Eichtheorien generell renormierbar sind und somit stets zu endlichen, also physikalisch sinnvollen Ergebnissen führen. Im Folgenden wird eine Zusammenfassung der elektroschwachen Wechselwirkung gegeben, deren Bestandteil der Higgs–Mechanismus ist.

Die fundamentalen Fermionen werden im Standardmodell als linkshändige[2] Dubletts und rechtshändige Singuletts bezüglich des schwachen Isospins[3] I gruppiert. Die Dubletts

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L$$

haben Isospin $I = \frac{1}{2}$ mit $I_3 = \frac{1}{2}$ für ν_e, ν_μ, ν_τ, u, c, t und $I_3 = -\frac{1}{2}$ für e, μ, τ, d', s', b'. Die Singuletts

$$e_R^- \quad \mu_R^- \quad \tau_R^- \quad u_R \quad d_R \quad s_R \quad c_R \quad b_R \quad t_R$$

tragen keinen Isospin, haben also $(I, I_3) = (0, 0)$. Die auf den ersten Blick willkürliche Isospin–Konfiguration wurde eingeführt, um die Paritätsverletzung in der schwachen Wechselwirkung beschreiben zu können.

Neben dem Isospin definiert man die schwache Hyperladung[4] Y als

$$Y = 2(Q - I_3)$$

mit der elektrischen Ladung Q. Die Hyperladung ist so definiert, daß sie für die beiden Komponenten eines Isospin–Dubletts gleich ist.

[2] Von einem linkshändigen Fermion spricht man, wenn Bewegungsrichtung und Spin antiparallel zueinander liegen. Ist die Anordnung der beiden Vektoren hingegen parallel, so nennt man das Teilchen rechtshändig. Masselose Teilchen treten nur linkshändig auf, wohingegen die Händigkeit für massive Teilchen wechseln kann. Chiralität oder Händigkeit ist somit keine gute Quantenzahl.

[3] Im Folgenden wird der schwache Isospin I kurz als Isospin bezeichnet.

[4] Hyperladung wird von jetzt an abkürzend für schwache Hyperladung verwendet.

Darüber hinaus sind die Eigenzustände der d–artigen Quarks in der schwachen Wechselwirkung d', s', b' nicht identisch mit den Masseneigenzuständen d, s, b. Die verschiedenen Eigenzustände können mit Hilfe der Cabbibo–Kobayashi–Maskawa–Matrix V_{CKM} ineinander transformiert werden:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V_{CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

Diese Formulierung ist nötig, um den Zerfall von s– und b–Quarks beschreiben zu können. Diese Quarks haben in ihrer Familie schwerere Partner c und t, so daß ein familieninterner Zerfall kinematisch nicht möglich ist. Außerdem gibt es auch von c–Quarks familienverletzende –wenn auch seltene– Zerfälle, von t–Quarks wird ähnliches angenommen.

Die Eichgruppe des GSW–Modells ist $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Die Diracgleichnug

$$(i\gamma_\mu \partial^\mu - m)\psi = 0$$

soll also invariant sowohl unter $SU(2)$–Transformationen des Isospins als auch unter $U(1)$–Transformation der Hyperladung sein. ψ steht dabei für die Spinoren der Isospin–Dubletts bzw. Singuletts. Für beliebige Raum–Zeit–Funktionen $\boldsymbol{\beta}(x)$ und $\chi(x)$ und den Eichtransformationen (am Beispiel des Isospin–Dubletts (ν_e, e^-))

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}'_L = \exp\left(i\frac{g}{2}\boldsymbol{\tau}\cdot\boldsymbol{\beta}\right) \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L$$

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}'_L = \exp\left(i\frac{g'}{2}Y_L\chi\right) \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L$$

$$e'_R = \exp\left(i\frac{g'}{2}Y_R\chi\right) e_R$$

ist dies nur zu erreichen, wenn die Teilchenmasse $m = 0$ ist und man die Ableitung ∂^μ ersetzt durch

$$\partial^\mu \quad \rightarrow \quad D^\mu = \partial^\mu + i\frac{g}{2}\boldsymbol{\tau}\cdot\boldsymbol{W}^\mu + i\frac{g'}{2}Y\ B^\mu$$

Bis auf Ladungsfaktoren für die Quarks kann man dies umschreiben in

$$D^\mu = \partial^\mu + i\frac{g}{2}\boldsymbol{\tau}\cdot\boldsymbol{W}^\mu - i\frac{g'}{2}B^\mu$$

für Isospin–Dubletts und

$$D^\mu = \partial^\mu - ig'B^\mu$$

für Isospin–Singuletts. Daraus folgt die Existenz von vier Eichfelder $W^{\mu}_{1,2,3}$ und B^{μ}, die mit der Kopplungsstärke g bzw. g' über den Isospin bzw. der Hyperladung an die Fermionen koppeln.

Die experimentell gefundenen Austauschteilchen der schwachen und elektromagnetischen Wechselwirkung, die $W^{\pm}$ und Z^0–Bosonen sowie das Photon γ können dargestellt werden als Mischungen der vier Eichfelder:

$$W^{(\pm)\mu} = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_1^{\mu} \pm iW_2^{\mu})$$

$$Z^{\mu} = -B^{\mu}\sin\theta_{\mathrm{W}} + W_3^{\mu}\cos\theta_{\mathrm{W}}$$

$$A^{\mu} = B^{\mu}\cos\theta_{\mathrm{W}} + W_3^{\mu}\sin\theta_{\mathrm{W}}$$

Der elektroschwache Mischungswinkel θ_{W} ist dabei so zu wählen, daß die Kopplung des Photonfeldes A^{μ} an die Neutrinos ν_l verschwindet. Es folgt

$$\cos\theta_{\mathrm{W}} = \frac{g}{\sqrt{g^2+g'^2}} \qquad \sin\theta_{\mathrm{W}} = \frac{g'}{\sqrt{g^2+g'^2}}$$

Die geladenen Eichbosonen $W^{\pm}$ koppeln nur an Teilchen mit Isospin, die nach der Definition des Isospins linkshändig sein müssen. Die Paritätstransformation P kehrt die Bewegungsrichtung eines Teilchens um, während der Spin als Drehimpuls invariant bleibt. P überführt also linkshändige in rechtshändige Teilchen und umgekehrt. Der experimentell festgestellte paritätsverletzende Charakter der schwachen Wechselwirkung wird dadurch korrekt beschrieben.

Die Lagrangedichte $\mathcal{L}$ der Theorie kann aufgeteilt werden in zwei Anteile:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{Eich} + \mathcal{L}_{Fermion}$$

Der Summand $\mathcal{L}_{Eich}$ beschreibt die Eichfelder $W^{\mu}_{1,2,3}$ und B^{μ} sowie die deren Selbstwechselwirkung. Da die Symmetriegruppe $SU(2)$ nicht–abelsch und somit die Folge zweier Eichtransformationen nicht kommutativ ist kommt es zu Selbstwechselwirkungen zwischen den Eichbosonen.

Betrachtet man zusätzlich Fermionen, so benötigt man für jedes beteiligte Teilchen einen Term $\mathcal{L}_{Fermion}$, der dessen Propagation und Kopplung an die Eichfelder beschreibt.

Damit das $\mathcal{SM}$ sinnvolle Ergebnisse liefert muß die Theorie renormierbar sein. Daß bedeutet, daß sich auftretende Divergenzen gegenseitig exakt eliminieren und alle Berechnungen stets zu endlichen Ergebnissen führen. Eichtheorien sind immer renormierbar. Da Teilchenmassen im $\mathcal{SM}$ (zumindest in der bis hierhin vorgestellten Formulierung) aber sowohl Eichinvarianz verletzen als auch die Renormierbarkeit der Theorie verhindern beschreibt das $\mathcal{SM}$ nur masselose Teilchen korrekt. Dies steht im Widerspruch zu den experimentellen Befunden. Um dieses Problem zu lösen, enthält das $\mathcal{SM}$ zusätzlich den Higgs–Mechanismus der spontanen Symmetriebrechung.

1.2 Der Higgs–Mechanismus

Der Higgs–Mechanismus [2] erlaubt die Einführung von Fermion–und Bosonmassen im Rahmen des Standardmodells. Die Eichinvarianz $SU(2)_L \times U(1)_Y$ wird dabei zur $U(1)_{em}$ der Quanten–Elektro–Dynamik QED[5] gebrochen. Anders als durch expizite Massenterme[6] wird die Renormierbarkeit der Theorie jedoch bewahrt.

Willkürlich wird ein Isodublett skalarer komplexer Felder

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi_1 + i\,\phi_2 \\ \phi_3 + i\,\phi_4 \end{pmatrix}$$

eingeführt. Die allgemeinste Form der Lagrangedichte zu diesem Isodublett lautet

$$\mathcal{L}_{Higgs} = (\partial^\mu \Phi)^\dagger (\partial_\mu \Phi) - V(\Phi^\dagger, \Phi)$$

mit dem allgemeinen Potential

$$V(\Phi^\dagger, \Phi) = -\mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda^2 (\Phi^\dagger \Phi)^2$$

Diese Formulierung von $\mathcal{L}_{Higgs}$ ist eichinvariant, wenn man wiederum die kovariante Ableitung

$$\partial_\mu \Rightarrow D^\mu = \partial_\mu + i\,\frac{g}{2}\,\boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{W}_\mu + i\,\frac{g'}{2}\,B_\mu$$

ersetzt, wenn man also Wechselwirkung des Higgs–Dubletts mit den Eichfeldern der $SU(2)_L \times U(1)_Y$ zuläßt.

Die Parameter μ und λ des Higgs–Potentials $V(\Phi^\dagger, \Phi)$ können so gewählt werden, daß die neutrale Komponente des Higgs–Feldes ϕ^0 im Vakuum einen nicht verschwindenden Erwartungswert v hat

$$\Phi_0 = \langle \Phi(V \text{ minimal}) \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}$$

Das Potential in der komplexen ϕ_3–ϕ_4–Ebene hat dann die Form wie in Abb. 1.2. Wegen der Rotationssymmetrie kann man sich o.B.d.A. auf die Eichung

$$\phi_3 = v \quad , \quad \phi_4 = 0$$

[5] Die Eichinvarianz des Photonfeldes A_μ in der QED bleibt erhalten, weil das Photon tatsächlich masselos ist.

[6] *Ad hoc* eingeführte Massenterme haben die Form $m_f \bar{\psi}\psi$ für Fermionen f und $m_V^2 V_\mu$ für Eichbosonen $V = W,\, Z$.

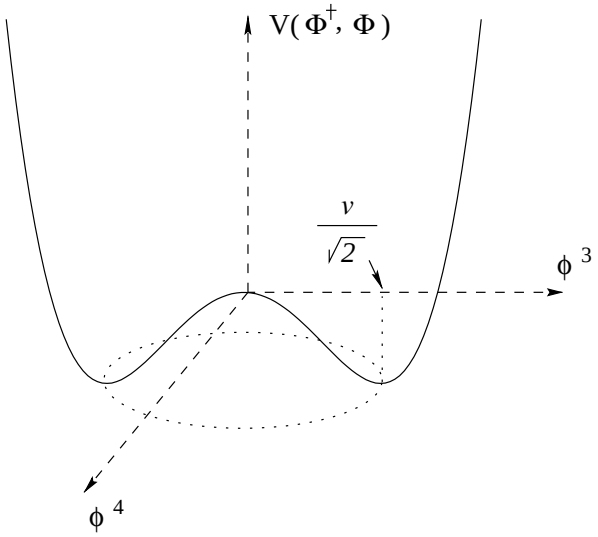

Abbildung 1.2: *Das Higgs–Potential $V(\Phi^\dagger, \Phi)$ in der komplexen ϕ_3–ϕ_4–Ebene.*

festlegen.

Für kleine Anregungen um den Grundzustand gilt dann für das Higgs–Feld

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + \eta \end{pmatrix}$$

Setz man dieses Dublett in die Lagrangedichte $\mathcal{L}_{Higgs}$ ein, so erhält man

$$\mathcal{L}_{Higgs} = \frac{1}{2} \left[(\partial^\mu \eta)(\partial_\mu \eta) - 2\mu^2 \eta^2 + \frac{g^2 v^2}{4} \left(\left| W_\mu^+ \right|^2 + \left| W_\mu^- \right|^2 \right) + \frac{g^2 v^2}{4 \cos^2 \theta_W} |Z_\mu|^2 \right]$$

$(\partial^\mu \eta)(\partial_\mu \eta) - 2\mu^2 \eta^2$ beschreibt ein Teilchen η mit der Masse $m_\eta = \sqrt{2}\mu$. Die letzten zwei Terme verleihen den W– und Z–Bosonen Massen. Es gilt

$$m_W = \frac{gv}{2} \qquad m_Z = \frac{gv}{2 \cos \theta_W} = \frac{m_W}{\cos \theta_W}$$

Diese Form der Lagrangedichte ist nun nicht mehr eichinvariant, die Symmetrie ist gebrochen. Die Divergenzen, die auftreten, wenn man nur die Massenterme $m_W^2 W_\mu^2$ bzw. $m_Z^2 Z_\mu^2$ berücksichtigt werden durch die zusätzlichen Terme des η–Teilchens aufgehoben. Dieses Teilchen nennt man Higgs–Boson; es wird üblicherweise mit H abgekürzt.

Neben den Eichbosonmassen lassen sich Fermionmassen einführen, wenn zusätzlich Terme $\mathcal{L}_{Yukawa}$ in die Lagrangedichte eingefügt werden. Die Yukawa–Terme beschreiben die Kopplung der Fermionen an das Higgs–Feld, wodurch ebenfalls Massenterme entstehen:

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = -g_{Fermion}\left[\bar{\mathrm{R}}\left(\Phi^{\dagger}\mathrm{L}\right) + \left(\bar{\mathrm{L}}\Phi\right)\mathrm{R}\right]$$

R und L sind die Spinoren der rechts– und linkshändigen Fermionen. Die jeweilige Kopplungsstärke $g_{Fermion}$ ist dabei proportional zur Fermionmasse:

$$m_{Fermion} = g_{Fermion}\frac{v}{\sqrt{2}}$$

Da die linkshändigen Fermionen Isospin–Dubletts, die rechtshändigen jedoch Isospin–Singuletts sind, kann es Yukawa–Terme dieser Form ohne Higgs–Feld Φ nicht geben.

Vervollständigt durch den Higgs–Mechanismus bietet das Standardmodell eine bisher widerspruchsfreie, experimentell nur bestätigte Beschreibung der Elementarteilchenphysik. Einzig fehlendes Glied in der Kette ist das bisher nicht entdeckte Higgs–Boson.

Trotz des großen Erfolges des $\mathcal{SM}$ gibt es Anzeichen, daß es sich dabei lediglich um eine Näherung einer übergeordneten Theorie für relativ kleine Energien handelt. In der sogenannten Supersymmetrie SUSY [3] z.B. wird eine Symmetrie zwischen Teilchen und Wechselwirkungen –also zwischen Fermionen und Bosonen– postuliert. Gemeinsam ist jedoch auch den meisten erweiterten Modellen, daß sie ebenfalls den Higgs–Mechanismus zur Einführung der Teilchenmassen enthalten und somit –je nach Theorie– mindestens ein Higgs–Boson vorhersagen. Da die Eigenschaften des Higgs–Bosons zum Teil stark von der jeweiligen Theorie abhängen können Higgs–Bosonen als Sonden für neue Theorien verwendet werden, auch wenn diese erst jenseits der momentan zugänglichen Energieskala direkt beobachtbar sind.

1.3 Eigenschaften des $\mathcal{SM}$ Higgs-Bosons

Auch wenn das Higgs–Boson H noch nicht entdeckt ist sind seine Eigenschaften[7] durch die Theorie vorgegeben –abgesehen von seiner Masse m_H. Die Wirkungsquerschnitte und Zerfallsraten des H sind im $\mathcal{SM}$ nur abhängig von der Higgsmasse m_H, während z.B. in supersymmetrischen Theorien auch noch Abhängigkeiten dieser Größen von anderen Parametern der jeweiligen

[7] Die wichtigsten Eigenschaften eines Teilchen ist seine Masse m und seine Kopplungen g an andere Teilchen. Daraus lassen sich alle Wirkungsquerschnitte und Zerfallsraten berechnen.

Theorie bestehen. Genaue Messungen von Wirkungsquerschnitten und Zerfallsraten bieten somit eine Möglichkeit, zwischen dem H des Standardmodells und etwa dem leichtesten supersymmetrischen Higgs–Boson h zu unterscheiden. Auch die Vorhersagen für den Wirkungsquerschnitt der WW–Fusion unterscheiden sich in $\mathcal{SM}$ und SUSY. Inwieweit die in dieser Arbeit vorgestellte Analyse eine Unterscheidung erlaubt wurde jedoch nicht weiter untersucht. Im Folgenden wird stets vom Higgs–Boson des $\mathcal{SM}$ ausgegangen.

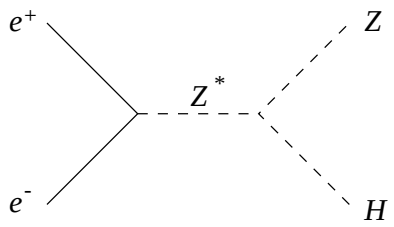

Abbildung 1.3: *Higgs–Strahlungs–Prozeß.*

In e^+e^-–Kollisionen können Higgs–Bosonen in mehreren Prozessen erzeugt werden. Zum einen ist dies die Higgs–Strahlung (Abb. 1.3), bei der neben dem H ein Z–Boson entsteht. Da die Eigenschaften des Z sehr gut bekannt sind ist es möglich, diesen Prozeß unabhängig von Masse und Zerfall des Higgs–Bosons zu selektieren. Alle Studien, die die Messung der H–Verzweigungsverhältnisse untersuchen, benutzen daher diesen Prozeß.

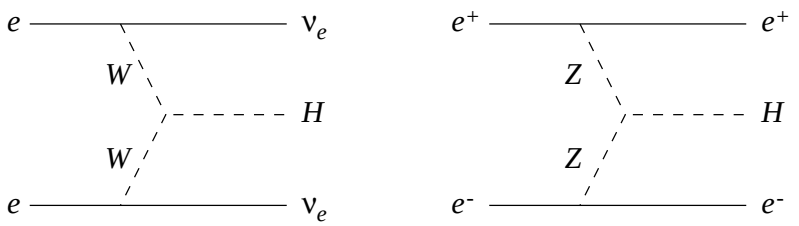

Abbildung 1.4: *Higgs–Produktion durch WW– und ZZ–Fusion*

Higgs–Bosonen können auch in der Fusion zweier Eichbosonen (Abb. 1.4) entstehen. Der Wirkungsquerschnitt für die WW–Fusion ist dabei etwa zehn mal so groß wie der der ZZ–Fusion. Dies liegt daran, daß die Kopplung von W–Bosonen an Elektronen um einen Faktor $\sim 1,8$ mal größer ist als die

entsprechende Kopplung des Z. Da die Fusionsprozesse gleich zwei derartige Vertizes enthalten und die Kopplung quadratisch pro Vertex eingehen potenziert sich der Unterschied entsprechend. Abb. 1.5 zeigt die Wirkungsquerschnitte für alle drei Produktionsprozesse bei Schwerpunktsenergien von 500 und 800 GeV.

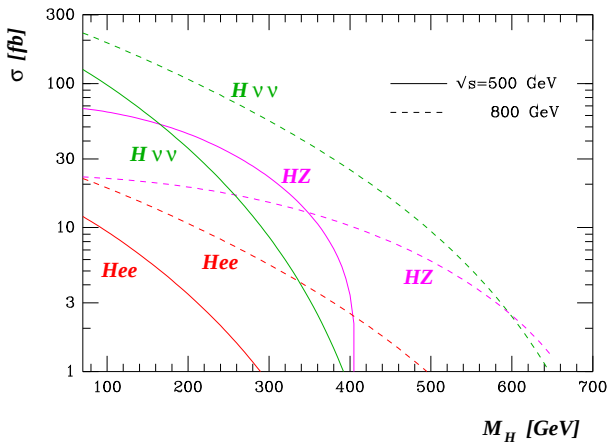

Abbildung 1.5: *Wirkungsquerschnitte für Higgs–Strahlung sowie WW– und ZZ–Fusion*

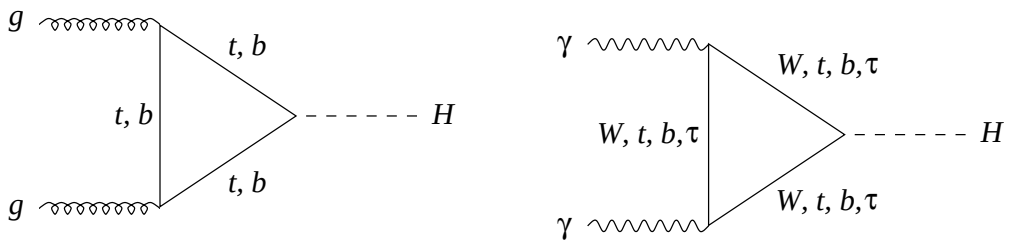

Abbildung 1.6: *Higgs–Produktion durch Gluon–Fusion bei LHC und in $\gamma\gamma$–Kollisionen an Compton–Collidern*

Higgs–Bosonen können auch an anderen Beschleunigern –etwa LHC (pp) oder Compton–Collidern ($\gamma\gamma$)– erzeugt werden. Der dominante Prozeß am LHC ist Gluon–Fusion, der analog zur Produktion in Photon–Photon–Kollisionen verläuft (s. Abb. 1.6). Die Gluon–Fusion kann aufgrund der unbestimmten Schwerpunktsenergie nicht für Präzisionsmessungen verwendet werden, eignet sich aber besonders gut zur Entdeckung des Higgs–Bosons. Ein Compton–

Collider hingegen ist erste Wahl wenn es gilt, die Higgs–Photon–Kopplung[8] zu bestimmen. Für die ausreichend genaue Messung aller anderen Higgs–Kopplungen ist allerdings ein Leptonbeschleuniger geeigneter.

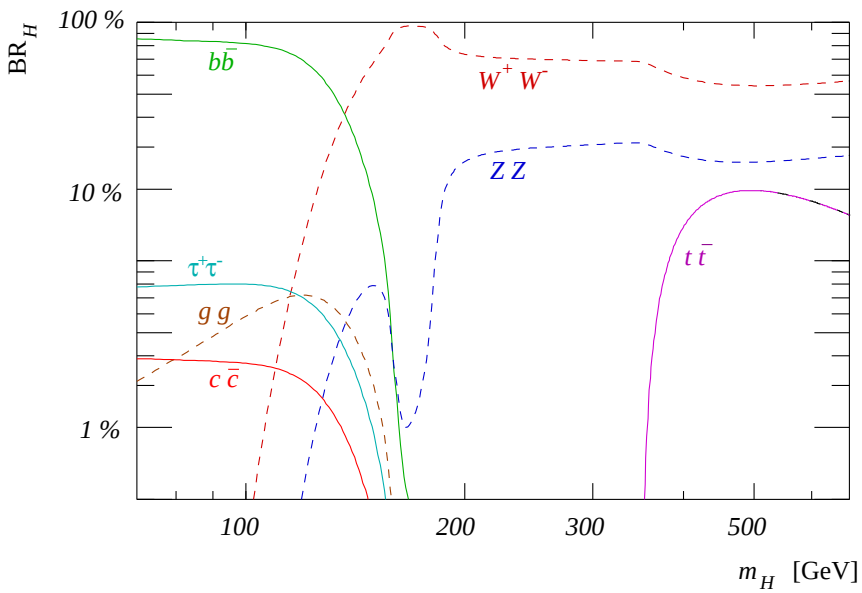

Abbildung 1.7: *Verzweigungsverhältnisse des $\mathcal{SM}$ Higgs–Bosons*

Die Kopplung des Higgs–Bosons an Fermionen f und Eichbosonen V=W, Z ist proportional zu deren Masse:

$$g_{Hff} = \left[\sqrt{2}G_F\right]^{1/2} m_f \qquad g_{HVV} = 2\left[\sqrt{2}G_F\right]^{1/2} m_V$$

Daraus folgt, daß das H dominant in den schwersten kinematisch möglichen Endzustand zerfällt. Abb. 1.7 zeigt die Vorhersagen des Standardmodells.

Bis zu einer Masse $m_H \sim 140\,\mathrm{GeV}$ ist der dominante Zerfall $H \to b\bar{b}$, bei größeren Massen gewinnt der Zerfall $H \to WW^*$ mehr und mehr an Bedeutung. An der Schwelle $m_H = 2m_W$ beträgt die Zerfallsrate in W–Bosonen nahezu 100%. Der Zerfall in W–Bosonen ist ab der kinematischen Schwelle immer dominant, auch wenn Z–Bosonen und t–Quarks schwerer sind. Das liegt daran, daß die Higgs–Boson–Kopplung generell um einen Faktor 2 größer

[8] Es handelt sich hierbei nicht um eine direkte Kopplung wie etwa die des Higgs–Bosons an Quarks. Die Higgs–Photon–Kopplung meint die Summe über die Schleifen aller geladener Teilchen. Die wichtigsten Beiträge liefern Schleifen mit W–Bosonen, b– und t–Quarks und τ–Leptonen.

ist als die Higgs–Fermion Kopplung. Da der Endzustand $H \to W^+W^-$ zudem aus zwei unterschiedlichen Teilchen besteht, ist die partielle Breite des H in W–Bosonen nochmals um einen Faktor 2 größer als diejenige in Z–Bosonen. Ein weiterer Unterschied ist auf kinematische Faktoren aufgrund der unterschiedlichen Massen m_W von W–Bosonen und m_Z von Z–Bosonen zurückzuführen.

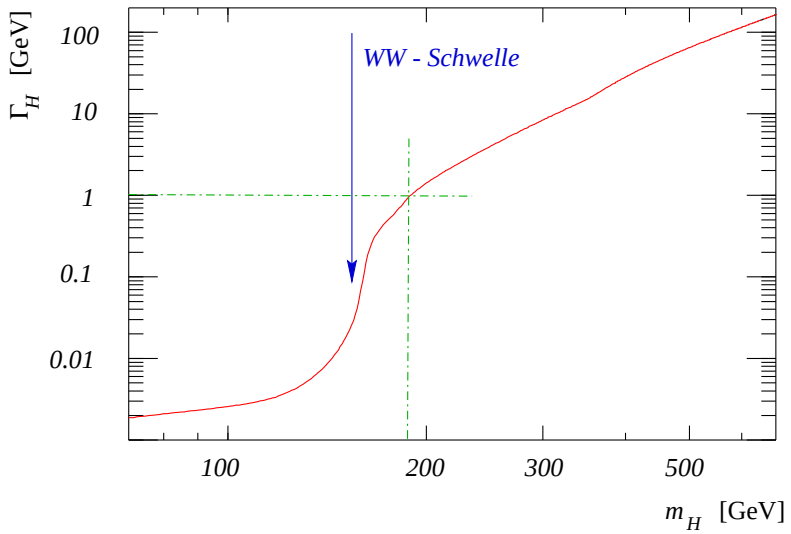

Abbildung 1.8: *Die totale Zerfallsbreite des Higgs–Bosons. Die Breite steigt bei der Schwelle für $H \to WW$ rapide an, bleibt jedoch bis $m_H \sim 200$ GeV zu schmal um direkt gemessen zu werden*

Auch in der totalen Zerfallsbreite Γ_H ist die Schwelle für den Zerfall $H \to WW$ deutlich zu erkennen. Innerhalb eines schmalen Massenbereichs von etwa 30 GeV wächst die totale Breite um Faktor 100 von 5 MeV auf 0.5 GeV, wie in Abb. 1.8 markiert ist. Um die Breite experimentell auflösen zu können, muß diese jedoch mindestens $\Gamma_H \sim 1$ GeV betragen, was erst ab einer Higgsmasse $m_H > 190$ GeV der Fall ist. Für leichtere Higgs–Bosonen bleiben nur indirekte Methoden zur Bestimmung der totalen Breite. In [4] wird ein guter Überblick über die Berechnung von Wirkugsquerschnitten und Zerfallsbreiten der Higgs–Bosonen in $\mathcal{SM}$ und MSSM[9] gegeben.

Wird das Higgs–Boson beobachtet, so hat man automatisch eine –wenn auch recht grobe– Information zu seiner Masse. Man kann also für alle Messungen von Wirkungsquerschnitten und Zerfallsraten davon ausgehen, daß

[9] MSSM: Minimal Supersymmetrisches Standardmodell, einfachste supersymmetrische Ergänzung unter weitgehender Integration des $\mathcal{SM}$.

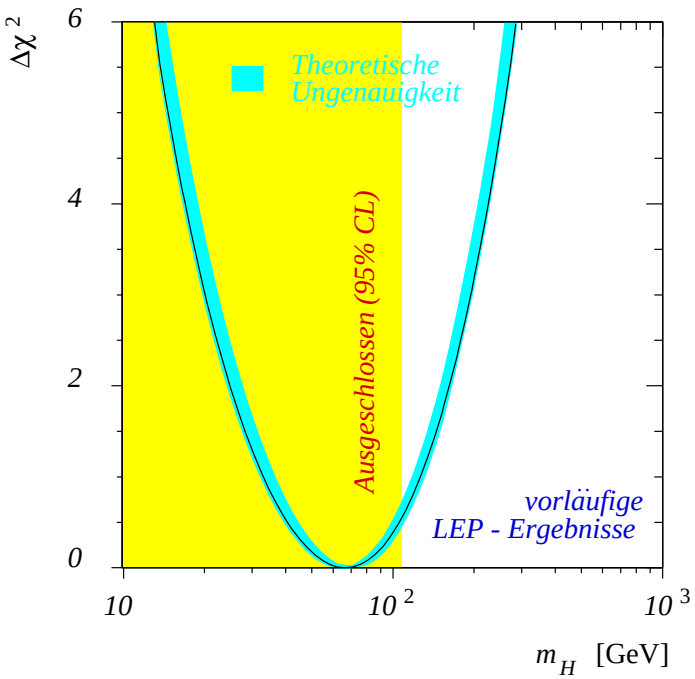

Abbildung 1.9: *Aktuelle Massenschranken für das Higgs–Boson aus einem Fit aller elektroschwacher Parameter bei LEP. Die Kurve zeigt den Fit, das breite Band die theoretische Vorhersage des $\mathcal{SM}$ [5].*

die Higgsmasse auf einige GeV bekannt ist, zumal es bereits Untersuchungen gegeben hat, wonach die Higgsmasse bei TESLA auf wenige 100 MeV genau gemessen werden kann [6].

Auch ohne Entdeckung kann man bereits indirekt Aussagen über die Higgsmasse machen. Die Messungen der meisten elektroschwachen Parameter wie die Masse der W– und Z–Bosonen oder der elektroschwache Mischungswinkel θ_{W} sind über Korrekturen höherer Ordnung abhängig von der Higgsmasse. Diese Abhängigkeit ist generell logarithmisch und somit wenig sensitiv auf Änderungen der Higgsmasse. Dennoch kann man einen Fit der Higgsmasse an alle elektroschwachen Daten machen. Der aktuelle Fit [5] ist in Abb. 1.9 dargestellt. Der schraffierte Bereich ist durch erfolglose direkte Suche ausgeschlossen. Die momentane untere Massengrenze liegt bei $107.7\,\mathrm{GeV} < m_H$ bei 95 % CL[10]. Der Fit liefert die obere Grenze, der aktuelle Wert liegt bei $m_H < 188\,\mathrm{GeV}$ (95% CL).

[10] CL = Confidence Level, Vertrauensniveau. Diese Größe gibt an, wieviele hypotetische Experimente innerhalb der angegebenen Schranken ebenfalls kein Signal eines Higgs–Bosons sehen werden.

1.4 Das TESLA–Projekt

1.4.1 Der Beschleuniger TESLA

TESLA ist ein Projekt für einen Elektron–Positron–Beschleuniger der nächsten Generation. Daß die Maschine als Linearbeschleuniger und nicht als Speicherring geplant wird, liegt am hohen Energieverlust durch Synchrotronstrahlung bei Kreisbeschleunigern[11].

Primär wird TESLA geplant, um hochenergetische e^+e^-–Kollisionen mit möglicherweise polarisierten Strahlen zu studieren und einen Freie Elektronen Laser FEL zu betreiben. Der FEL liefert hochbrilliante, kohärente Röntgenstrahlung zur Struktruntersuchung in Festkörperphysik, Chemie, Biologie und Medizien. Neben diesen zwei Forschungszweigen besteht bei TESLA die generelle Möglichkeit zu einer Reihe weiterer Untersuchungen:

Es ist auch möglich, TESLA mit zwei Elektronenstrahlen zu betreiben und somit e^-e^-–Kollisionen zu studieren.

Schießt man mit einem konventionellen Laser auf den TESLA–Strahl, so entstehen durch Compton–Rückstreuung hochenergetische Photonen. So ist es möglich, $e\gamma$– und $\gamma\gamma$–Stöße im Betrieb von TESLA als Compton–Collider zu untersuchen. Im Gespräch ist eine zweite Wechselwirkungszone für $\gamma\gamma$–Kollisionen parallel zum e^+e^-/e^-e^-–Betrieb.

Die Lage von TESLA ist so geplant, daß man Elektronen von bis zu 800 GeV Energie auf den HERA–Protonstrahl schießen kann. Dies würde Untersuchungen von tiefinelastischen Elektron–Proton–Stößen bei Schwerpunktsenergien von $\mathcal{O}(1\,\mathrm{TeV})$ erlauben (HERA $\sim 300\,\mathrm{GeV}$).

Außerdem ist es möglich, wie bei HERMES ruhende polarisierte Nukleonen mit polarisierten Elektronen zur Kollision zu bringen und so die Spin–Struktur von Proton und Neutron bei höheren Energien als heute zugänglich zu untersuchen.

Abb. 1.10 zeigt ein Schema der insgesamt 33 km langen Anlage. Durch die Lineare Anordnung besteht TESLA aus zwei Beschleunigerarmen für Elektronen bzw. Positronen mit dem Kollisionspunkt in der Mitte. Von der Quelle, dargestellt am linken Bildrand, werden die Elektronen vorgeschleunigt und im parallel zum Hauptbeschleuniger verlaufenden Dämpfungsring gekühlt. Die zu Paketen von wenigen Millimetern Länge zusammengefaßten Elektronen werden dann in den Hauptbeschleuniger geleitet. Bei Energien von etwa

[11] Der Energieverlust pro Umlauf ist proportional zur vierten Potenz von $\gamma = E/m$ und linear in $1/r$

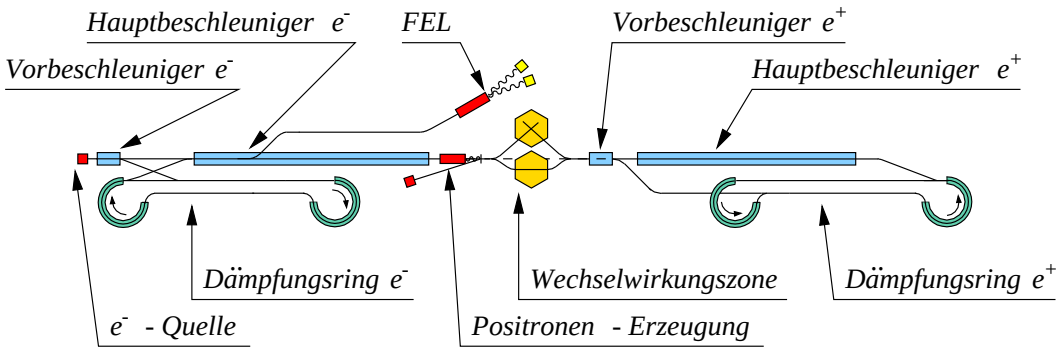

Abbildung 1.10: *Schema des geplanten TESLA Linearbeschleunigers.*

50 GeV werden die zum Betrieb des FEL benötigten Pakete aus dem Strahl extrahiert, während der Reststrahl auf die Endenergie von bis zu 400 GeV beschleunigt wird.

Der Elektronstrahl wird vor der Wechselwirkung noch zur Erzeugung der Positronen benutzt, die ebenfalls vorbeschleunigt, gedämpft und dann zur Kollision geführt werden.

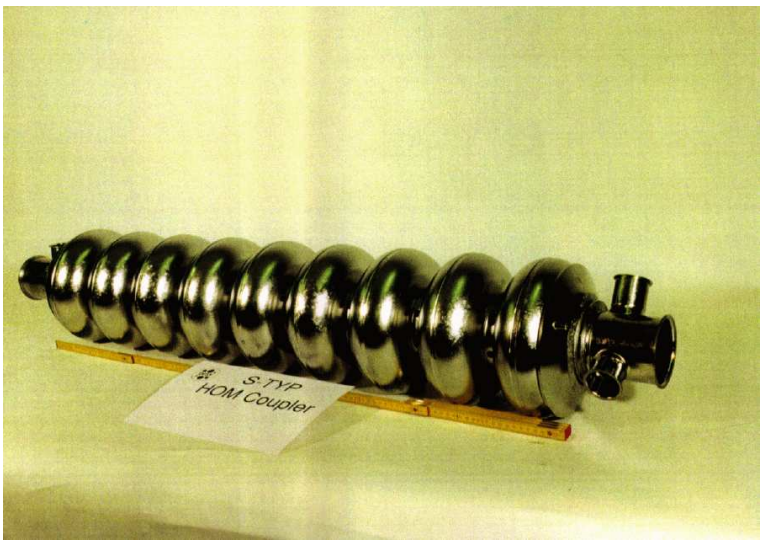

Abbildung 1.11: *Supraleitende Kavitäten für TESLA. Diese 9-zelligen Beschleunigungsstrukturen werden bereits bei dem Testbeschleuniger TTF am DESY eingesetzt und getestet.*

Um den gesamten Energieverbrauch der Anlage niedrig zu halten, werden

supraleitende Beschleunigungsstrukturen wie in Abb. 1.11 verwendet. Diese aus Niob gefertigten Kavitäten müssen Beschleunigungsgradienten von etwa 40 MV/m für Strahlenergien von 400 GeV erreichen. Dies ist technisch sehr anspruchsvoll; man hat jedoch in den letzten Jahren große Fortschritte auf diesem Gebiet gemacht [7]. Die wichtigsten Parameter des Beschleunigers für die erste und zweite Ausbaustufe von TESLA sind in Tab. 1.2 aufgelistet.

Schwerpunktsenergie [GeV]	500	800
Luminosität [$cm^{-2}s^{-1}$]	3×10^{34}	5×10^{34}
Pulse pro Sekunde	5	3
Pulsdauer [μs]	950	850
Pakete pro Puls	2 820	4 500
Teilchen pro Paket	2.0×10^{10}	1.4×10^{10}
Leistungsaufnahme [MW]	95	132
Strahlgröße am WW–Punkt		
in x [nm]	553	391
in y [nm]	5	2
in z [mm]	0.3	0.3

Tabelle 1.2: *Anvisierte Parameter für TESLA, Stand 1.6.2000*

Die Struktur des TESLA–Strahls ist etwas ungewöhnlich. Der Beschleuniger wird mit sehr geringer Frequenz von einigen Hz betrieben. Pro Periode werden nur einmal Hochfrequenzfelder eingekoppelt. In vergleichbar kurzer Zeit von weniger als einer Millisekunde wird ein Puls pro Periode beschleunigt. Jeder Puls besteht aus mehrerern tausend Teilchenpaketen, die einzeln zur Kollision gebracht werden.

Aufgrund der Struktur der Elektron– und Positron–Pakete ist es bei TESLA möglich, den Strahl von Wechselwirkung zu Wechselwirkung neu zu adjustieren und so die Luminosität konstant auf sehr hohem Niveau zu halten. Dies ist gerade für die Untersuchung seltener Prozesse von großer Bedeutung.

1.4.2 e^+e^-–Physik bei TESLA

e^+e^-–Kollisionen bei Enegien jenseits von LEP (~ 200 GeV) bieten die Möglichkeit, vielfältige Prozesse zu untersuchen, die den Bau von TESLA motivieren. Gleichzeitig definieren die erwarteten Ereignisse die Anforderungen an den Detektor.

Der Schwerpunkt der Teilchenforschung mit TESLA liegt bei Präzisionstests des Standardmodells bei höheren Energien, als sie heute zugänglich

sind. Das Spektrum reicht von Untersuchungen der starken Wechselwirkung bei höchsten Energien über die Messung der Selbstwechselwirkungen der elektroschwachen Eichbosonen bis zu Präzisionsmessungen an Top–Quarks und Higgs–Bosonen.

Ziel ist es, Abweichungen vom Standardmodell nachzuweisen bzw. die Gültigkeit der Theorie weiter zu untermauern. Dazu gehört auch die Suche nach supersymmetrischen Teilchen, das Ausschließen oder Bestätigen exotischer Theorien wie Leptoquarks und Untersuchung zu eventuellen Substrukturen der heute noch als fundamental angesehenen Leptonen und Quarks. Niemand weiß, welche Überraschungen die Natur für uns bereit hält. Nichtsdestoweniger sollte man aber auf alle Möglichkeiten vorbereitet sein.

Unsichtbarer Vierimpuls durch Neutrinos und eventuell existierende stabile supersmmetrische Teilchen stellen hohe Anforderungen an die Hermitizität des Detektors, genauso wie an Energie– und Impulsauflösung.

Gerade für Untersuchungen an Higgs–Bosonen und t–Quarks ist darüber hinaus die Identifikation schwerer Quarks von großer Bedeutung. Dazu müssen die Spuren nahe dem Wechselwirkungspunkt mit hoher Ortsauflösung gemessen werden können.

Dies sind nur die zwei wichtigsten Kriterien, die an die Leistungsfähigkeit eines Detektors für TESLA gestellt werden, der nun kurz vorgestellt wird.

1.4.3 Der Detektor für TESLA

Der Detektor für TESLA (Abb. 1.12) folgt in großen Zügen einem bei vielen Hochenergieexperimenten bewährten Prinzip:

Ortsauflösende Detektoren –in erser Linie sind dies Vertexdetektor und Spurkammer– um den Wechselwirkungspunkt herum messen die Spuren geladener Teilchen. Das System der Spurdetektoren (in Abb. 1.13 vergrößert dargestellt) wird umgeben von elektromagnetischem und hadronischem Kalorimeter. Bis auf Müonen und Neutrinos (die generell nicht nachgewiesen werden können) werden hier alle Teilchen absorbiert und dadurch ihre Energie gemessen. Das Kalorimeter wiederum ist umgeben von einer Spule, die im gesamten Detektor ein homogenes solenoides Magnetfeld erzeugt. Geladene Teilchen werden darin abgelenkt. Aus dem Krümmungsradius der gemessenen Spuren kann so der jeweilige Teilchenimpuls bestimmt werden. Das Rückflußjoch des Magneten ist mit Müonkammern instrumentiert.

In dieser Arbeit wird folgendes Koordinatensystem verwendet: Ursprung ist der Wechselwirkungspunkt. Die z–Achse wird definiert durch den auslaufenden Elektronenstrahl, die x–Achse ist definiert als die Lotrechte auf

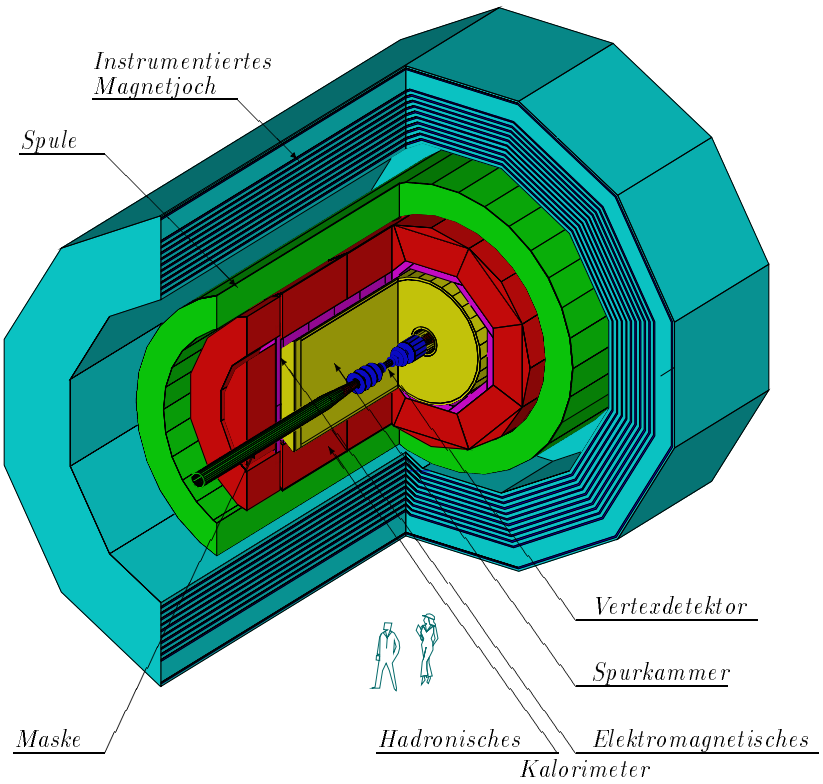

Abbildung 1.12: *Der für TESLA geplante Detektor. Diese Abbildung spiegelt den Stand der Planungen im Frühjahr 2000 wider. Ausführungen einzelner Teildetektoren sind bisher nicht endgültig festgelegt*

dem Wechselwirkungspunkt. Die y–Achse vervollständigt ein rechtshändiges orthogonals System und zeigt vom Elektronenstrahl aus gesehen waagerecht nach rechts. Analog gilt in Kugelkoordinaten: Auslaufender Elektronenstrahl und betrachteter Vektor bilden den Polarwinkel θ, der Azimutalwinkel ϕ ist der Winkel zwischen der Projektion des betrachteten Vektors in die x-y–Ebene und der x–Achse (ansteigende Winkel im Urzeigersinn).

Vertexdetektor VTX

Dem Wechselwirkungspunkt am nächsten ist der Vertexdetektor. Mit einer Ortsauflösung für geladene Spuren in der Größenordnung $\mathcal{O}(5\,\mu\mathrm{m})$ und einem inneren Radius von weniger als 2 cm wird es erstmals möglich sein, nicht nur b– sondern auch c–Quarks effizient zu identifizieren.
Für den Vertexdetektor gibt es zwei Vorschläge, zwischen denen noch nicht

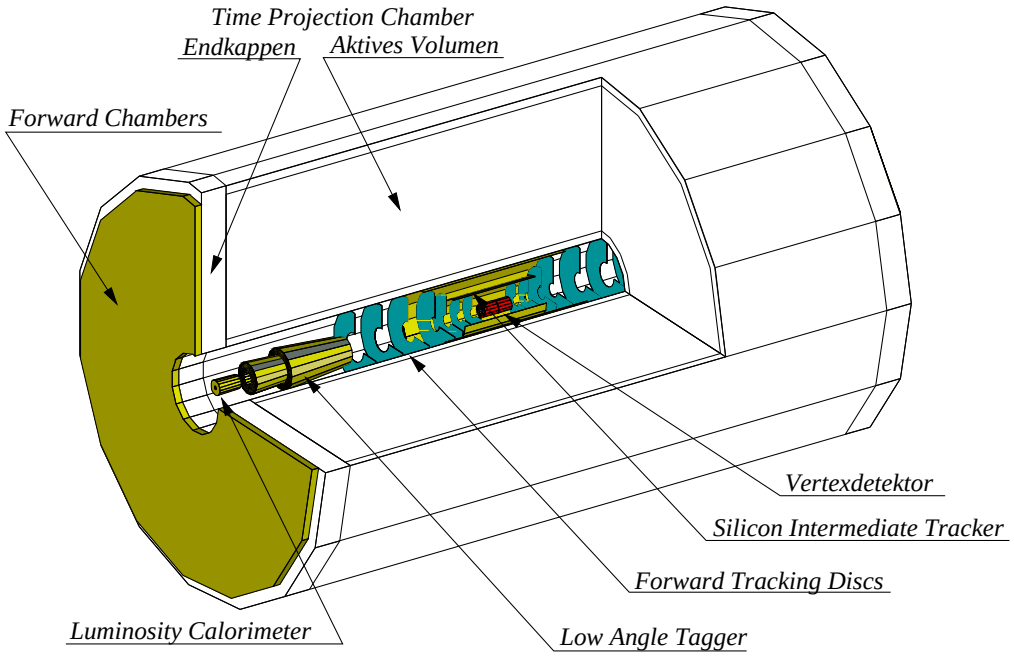

Abbildung 1.13: *Das geplante System der Surdetektoren für TESLA. Auch diese Darstellung zeigt den vorläufigen Stand vom Frühjahr 2000.*

entschieden ist. Bei beiden handelt es sich um Silizium–Pixel–Detektoren, im ersten Fall um 5 Lagen CCD (= Charged Coupled Device), im zweiten um 3 Lagen APS (= Active Pixel Sensors).

Time Projection Chamber TPC

Der Haupt–Spurdetektor wird als TPC ausgeführt werden. Die Kammer besteht nur aus einem gasgefüllten Driftvolumen mit Ausleseelektronik an den Endkappen. Da sich kein weiteres Material in der Kammer befindet kommt es zu praktisch keiner Vielfachsteuung. Entgegengesetzt zu älteren Driftkammern dieser Bauart wird die TPC des TESLA–Detektors auch den Spezifischen Energieverlust dE/dx messen können, der zur Teilchenidentifikation verwendet wird.

Der äußere Radius der TPC von $1,7\,\mathrm{m}$ gewährleistet zusammen mit dem hohen Magnetfeld der Spule die nötige Impulsauflösung. Die Länge von $5\,\mathrm{m}$ führt dazu, daß auch Spuren unter kleinen Polarwinkeln lange Strecken in der TPC zurücklegen und somit gut rekonstruiert werden können. Die Auflösung der TPC für einzelne Meßpunkte wird etwa $160\,\mu\mathrm{m}$ in $r-$ und ϕ–Richtung sowie $1\,\mathrm{mm}$ in z-Richtung betragen.

Forward Chambers FCH

Teilchen unter kleinen Polarwinkeln durchqueren die TPC nicht in der gesamten radialen Länge. Dadurch verschlechtert sich die Impulsauflösung. Um dies auszugleichen befindet sich hinter den Endkappen der TPC ein Spurdetektor mit hoher Ortsauflösung ($\mathcal{O}(50\,\mu\mathrm{m})$). Diese Vorwärtskammern, deren genaue Ausführung noch nicht feststeht, sind außerdem in der Lage, Teilchen zwischen Spurkammer und Kalorimeter zu identifizieren, die in der Endkappe der TPC aufgeschauert sind.

Silicon Intermediate Tracker SIT

Zwischen Vertexdetektor und TPC befindet sich der zweilagige SIT. Die zwei Silizium–Streifendetektoren mit Ortsauflösungen von $\mathcal{O}(10\,\mu\mathrm{m})$ bei Radien von 16 und 30 cm verbessern sowohl Impulsauflösung als auch die Rekonstruktion von Zerfallsvertizes langlebiger Teilchen, die zwischen Vertexdetektor und TPC zerfallen.

Forward Tracking Disks FTD

Ebenfalls innerhalb des TPC Innenradiusses befinden sich beiderseits des Vertexdetektors die Forward Tracking Disks. Bestehend aus jeweils sieben Scheiben in Vorwärts– und Rückwärtsrichtung wird mit Hilfe dieses Detektors die Spurrekonstruktion im Bereich kleiner Polarwinkel verbessert. Die vier inneren Scheiben bestehen aus Silizium–Pixel–Detektoren, die äußeren drei aus Silizium–Streifen. Die Auflösung wird etwa $25\,\mu\mathrm{m}$ betragen.

Elektromagnetisches Kalorimeter ECAL

An die runde TPC schließt sich das 8–fach rotationssymetrische elektromagnetische Kalorimeter an. Es besteht aus je 40 Absorber– und Detektorlagen. Als Absorber ist Wolfram geplant, die sensitiven Schichten werden aus Siliziumdetektoren mit einer Granularität von $1 \times 1\,\mathrm{cm}$ bestehen. Aufgrund der feinen Granularität wird es möglich sein, die Richtung der erzeugten Schauer zu verfolgen.
Mit einer Dicke von etwa 24 Strahlungslängen X_0 ist das ECAL bei weniger als 20 cm Tiefe ausreichend dimensioniert, um auch hochenergetische Photonen und Elektronen zu absorbieren. Außerdem trägt es mit etwa einer hadronischen Wechselwirkungsläge λ Dicke zur Energiemesssung von Hadronen bei.

Hadronisches Kalorimeter HCAL

Das hadronische Kalorimeter HCAL wird als Eisen–Szintillator–Kalorimeter mit einer Granularität von $5 \times 5\,\mathrm{cm}$ geplant. Um den verbleibenden Platz innerhalb der Spule optimal auszunutzen wird sich das HCAL an der Innenseite des zylindrischen Bereiches direkt an das 8–fach rotationssymmetrische ECAL anfügen und an der Außenseite eine 16–fach rotationssymmerische Form haben. So ist es möglich, noch einmal etwa 3.8 hadronische Wechselwirkungslängen λ an Detektormaterial innerhalb der Spule zu positionieren. Die Endkappen des Kalorimeters werden dicker (etwa 5 λ im HCAL), da der verfügbare Platz hier nicht durch die Abmessungen der Spule begrenzt wird.

Instrumentierte Maske mit Low Angle Tagger LAT und Luminositäts–Kalorimeter LCAL

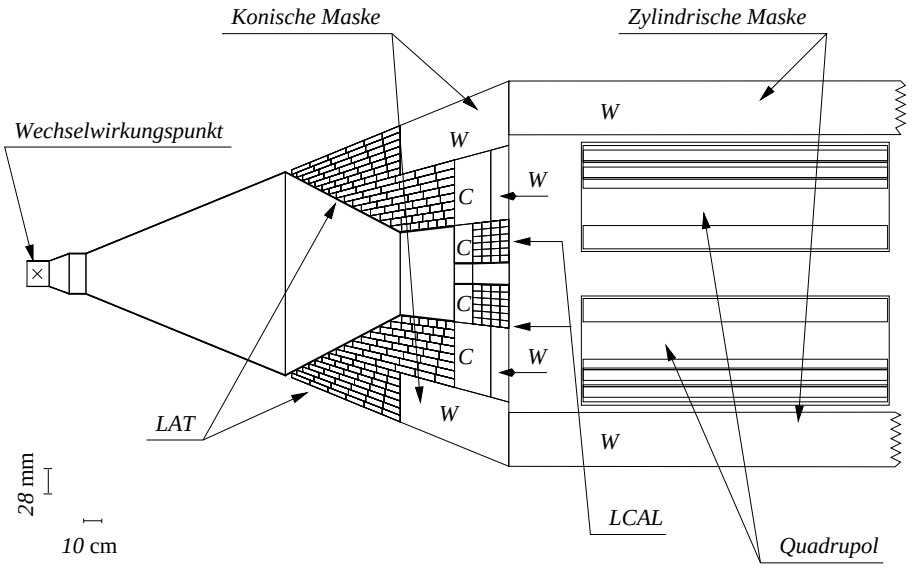

Abbildung 1.14: *Detaildarstellung der Maske mit LCAL und LAT. Wegen der guten Abschirmeigenschaften besteht die Maske aus Wolfram W und Kohlenstoff C. Die vertikale Skala ist etwa 4–fach gestreckt dargestellt.*

Die Hauptaufgabe der Maske (Abb. 1.14) ist die Abschirmung von Untergrundstrahlung. Dabei handelt es sich in erster Linie um Elektron–Positron–Paare aus der Beamstrahlung[12] und um Sekundärteilchen, die durch Photonbeschuß (ebenfalls aus der Beamstrahlung) im letzten Quadrupol der

[12] Die Elektronen/Positronen der kollidierenden Pakete bewegen sich im elektrischen Feld

Strahlfokussierung entstehen [8]. Wegen der guten Abschirmeigenschaften besteht die Maske aus Wolfram und Kohlenstoff.
Zusätzlich ist die Maske instrumentiert mit dem sogenannten Low Angle Tagger LAT, einem kalorimetrischen Detektor, der Teilchen bis zu kleinsten Polarwinkeln von 25 mrad nachweisen kann. Außerdem befindet sich an der Maske der Detektor für die Messung der Luminosität LCAL, ebenfalls ein Kalorimeter.

Spule

Es ist geplant, eine Spule zu verwenden, deren Design eng an die Spule des LHC–Experiments CMS angelehnt ist. Die supraleitende Spule mit einem Radius von 3 m und einer Länge von 8 m wird ein solenoides Magnetfeld von 4 T erzeugen.

Instrumentiertes Magnetjoch

Den äußersten Teil des Detektors bildet das Rückflußjoch für den magnetischen Fluß. Es wird im inneren Bereich als Kalorimeter instrumentiert sein (Tail Catcher), um auch die Hadronen zu absorbieren, die so hochenergetisch sind, daß ihre Energie nicht vollständig in den knapp 5 hadronischen Wechselwirkungslängen des Kalorimeters deponiert und gemessen wird.
Weiter außen besteht die Instrumentierung aus ortsauflösenden Detektoren zum Nachweis von Müonen, die als einzige Teilchensorte den gesamten Detektor durchdringen können.

des jeweils anderen Paketes. Durch die feine Fokussierung bei TESLA sind die Feldstärken so groß, daß es zur zahlreichen Emission von hochenergetischen Photonen von Teilchen eider Pakete kommt. Diesen Effekt nennt man Beamstrahlung.

Kapitel 2

Ereignis–Simulation

2.1 Signalereignisse

In dieser Arbeit wird eine Messung für den Wirkungsquerschnitt der WW–Fusion am geplanten e^+e^-–Beschleuniger TESLA simuliert. Dabei werden Higgsmassen $120\,\mathrm{GeV} < m_H < 160\,\mathrm{GeV}$ unterhalb der Schwelle $H \to WW$ des Higgs–Bosons in zwei reelle W–Bosonen untersucht. Die Analyse wird mit fünf Higgsmassen im Abstand von jeweils 10 GeV durchgeführt, für die Schwerpunktsenergie werden Werte von $\sqrt{s} = 350\,\mathrm{GeV}$ ($t\bar{t}$–Schwelle) und 500 GeV (Maximalenergie der ersten Ausbaustufe von TESLA) gewählt.

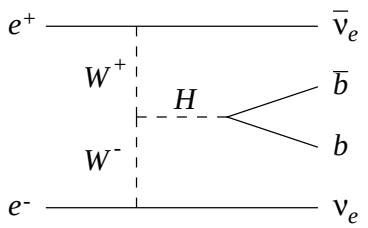

Abbildung 2.1: *Das Signal: WW–Fusion mit dem Zerfall des Higgs–Bosons in b–Quarks. Ereignisse des Signals sind gekennzeichnet durch zwei Jets mit b–Hadronen und fehlendem Vierimpuls durch die Neutrinos.*

Im betrachteten Massenbereich bietet es sich an, die Higgs–Bosonen anhand ihres Zerfalls $H \to b\bar{b}$ zu identifizieren, da dies bis Higgsmassen $m_H < 150\,\mathrm{GeV}$ der dominante Zerfallskanal ist. Es wird also der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\mathrm{WW-Fusion}}(H \to b\bar{b})$ des Prozesses $e^+e^- \to H\nu_e\bar{\nu}_e \to b\bar{b}\,\nu_e\bar{\nu}_e$ (Abb. 2.1) gemessen. Der gesamte Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\mathrm{WW-Fusion}}$ für die WW–

Fusion ergibt sich dann zu

$$\sigma_{\text{fus}} = \frac{\sigma_{\text{ww-Fusion}}(H \to b\bar{b})}{\text{BR}(H \to b\bar{b})}$$

Eine Simulation zur Messung der Zerfallsrate $\text{BR}(H \to b\bar{b})$ bei TESLA wurde bereits veröffentlicht [9].

Quarks treten nie isoliert auf[1], sie hadronisieren vielmehr und bilden dabei Teilchenbündel –man spricht von Jets– aus Hadronen.

Signalereignisse bestehen aus zwei Jets und zwei Neutrinos, die nicht nachgewiesen werden können. Daher wird für Signalereignisse neben den Jets fehlender Vierimpuls erwartet. Die Jets entstehen durch die Hadronisation von b–Quarks und müssen somit auch Teilchen mit b–Quarks enthalten. Dies sind hauptsächlich B–Mesonen.

$\sqrt{s}$ [GeV]	m_H [GeV]	$\sigma(H\nu_e\bar{\nu}_e \to bb\ \nu_e\bar{\nu}_e)$ [fb]	$N(\mathcal{L} = 500\,\text{fb}^{-1})$
350	120	22.68	11 340
	130	15.19	7 595
	140	8.46	4 230
	150	3.58	1 790
	160	0.59	295
500	120	53.94	26 970
	130	38.16	19 080
	140	22.59	11 295
	150	10.35	5 175
	160	1.84	920

Tabelle 2.1: *Wirkungsquerschnitte und Ereignisraten der WW–Fusion.*

Für die Simulation der Signalereignisse wird das Programm `WHiZard` verwendet (s. Anh. B). Dieses Programm berechnet lediglich die Vierimpulse der vier Fermionen im Endzustand. Die Hadronisation der Quarks wird im Anschluß mit dem Programm `PYTHIA 6.1` [10] durchgeführt. Bei der Simulation wurde außerdem der Effekt der spontanen Photonenemission im Anfangszustand (ISR = Initial State Radiation) berücksichtigt, der zu einer Reduzierung der effektiven Schwerpunktsenergie führen kann. Es wird eine Datenmenge entsprechend einer Luminosität $\mathcal{L} = 500\,\text{fb}^{-1}$ generiert. Die Wirkungsquerschnitte und Ereignisraten sind in Tab. 2.1 zusammengefaßt.

[1] Die Beschreibung in der QCD ist dazu folgende: Quarks tragen Farbladung (rot, grün oder blau) und müssen immer farbneutrale Bindungszustände bilden. Diese bestehen aus Quark und Antiquark gleicher Farbe (Mesonen) oder aus drei Quarks unterschiedlicher Farbe (Baryonen).

Die Daten für die Wirkungsquerschnitte ergeben sich aus den Werten für den Wirkungsquerschnitt der WW–Fusion aus `WHiZard` kombiniert mit den theoretisch vorhergesagten Zerfallsraten des Higgs–Bosons, die mit `HDECAY` [11] berechnet werden.

2.2 Untergrundprozesse

Wie im letzten Abschnitt geschildert bestehen Signalprozesse für diese Analyse aus zwei Jets mit b–Hadronen und fehlendem Vierimpuls. Alle Prozesse, die ebenfalls zwei b–Quarks und zwei Neutrinos ν_l im Endzustand aufweisen sind somit Untergrundprozesse, die berücksichtigt werden müssen. Da die Neutrinos nicht detektiert werden können und ihre jeweilige Familie somit nicht bestimmt werden kann, müssen alle drei Neutrinofamilien $l = e,\ \mu,\ \tau$ berücksichtigt werden, auch wenn in der WW–Fusion lediglich Elektronneutrinos ν_e entstehen. Neben der Higgs–Strahlung gehören noch sieben weitere Prozesse zu diesem Untergrund.

Darüber hinaus werden auch andere Prozesse mit zwei oder vier Fermionen im Endzustand betrachtet, die unter Umständen durch Nachweisfehler im Detektor Signalereignisse vortäuschen können. Ereignisse dieser Prozesse unterscheiden sich zwar zum Teil erheblich von Ereignissen des Signals, die Wirkungsquerschnitte sind jedoch erheblich größer als für das Signal, wie Abb. 2.2 zeigt. Tab. 2.2 zeigt eine Auflistung der für den Untergrund berücksichtigten Prozesse.

Prozeß	Endzustand
$e^+e^- \to W^+W^-$	$q\bar{q}\ l^\pm\nu_l$
	$q\bar{q}\ q\bar{q}$
$e^+e^- \to W^\pm\ e\nu_e$	$q\bar{q}\ e\nu_e$
$e^+e^- \to ZZ$	$q\bar{q}\ \nu_l\bar{\nu}_l$
	$q\bar{q}\ l^+l^-$
	$q\bar{q}\ q\bar{q}$
$e^+e^- \to Z\ e^+e^-$	$q\bar{q}\ e^+e^-$
$e^+e^- \to q\bar{q}$	$q\bar{q}$ inkl. $q = t$

Tabelle 2.2: *Liste aller zusätzlich berücksichtigten Untergrundprozesse. Wenn nicht anders angegeben meint $q = d,\ u,\ s,\ c,\ b$ und $l = e,\ \mu,\ \tau$.*

Darüber hinaus stellen sogenannte Zwei–Photon–Prozesse $e^+e^- \to e^+e^-X$ wegen ihres im Vergleich zum Signal sehr großen Wirkungsquerschnitts einen potentiellen Untergrund dar. Eine Abschätzung [12] hat gezeigt, daß dieser

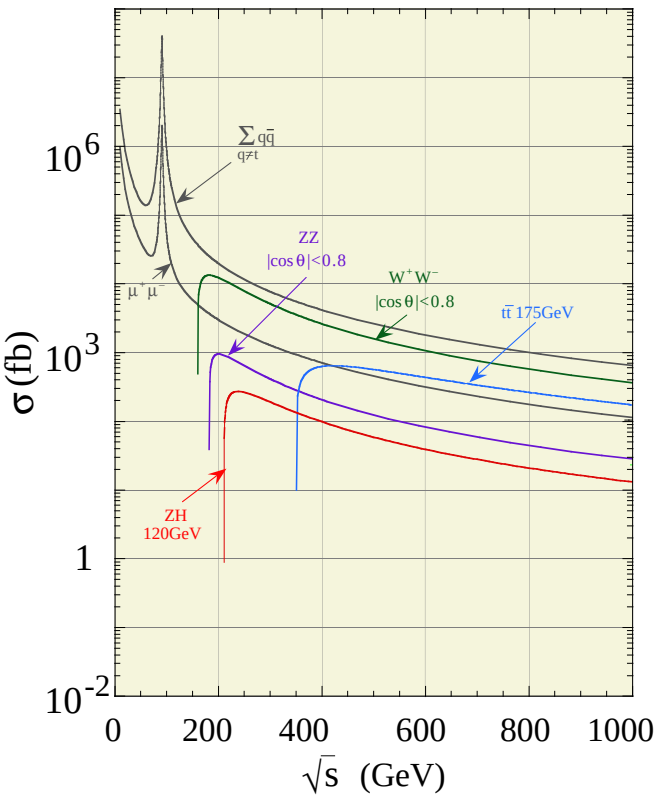

Abbildung 2.2: *Wirkungsquerschnitte der wichtigsten Standardmodellprozesse in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$. Die Wirkungsquerschnitte der einzelnen Prozesse sind bis zu 2 Größenordnunngen größer als der der WW–Fusion. Dieser Wirkungsquerschnitt ist zwar nicht gezeigt, liegt aber im Bereich des Wirkungsquerschnitts der Higgs–Strahlung "ZH".*

Untergrund, spziell für $X = b\bar{b}$ ausreichend unterdrückt werden kann, so daß Zwei–Photon–Prozesse hier nicht berücksichtigt werden.

Higgs–Strahlung

Wie bereits erläutert entsteht in der Higgs–Strahlung ein Higgs–Boson zusammen mit einem Z–Boson. Zerfällt das Higgs in b–Quarks und das Z in Neutrinos ν_l, so entsteht wie bei Signalereignissen der Endzustand $b\bar{b}\,\nu_l\bar{\nu}_l$. Andere Möglichkeiten –etwa die Zerfälle $Z \to q\bar{q}$ oder $H \to c\bar{c}$ werden nicht berücksichtigt.

Die Simulation der Ereignisse der Higgs–Strahlung wird analog zu den Signalereignissen durchgeführt: Simulation mit `WHiZard` unter der Berück-

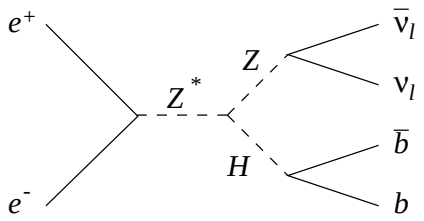

Abbildung 2.3: *Higgs–Strahlung mit $H \to b\bar{b}$ und $Z \to \nu_l\bar{\nu}_l$. Obwohl die Higgs–Strahlung für viele Untersuchungen zu Higgs–Bosonen als Signal selektiert wird stellt er in dieser Analyse einen Untergrund dar.*

sichtigung von ISR, Hadronisation durch `PYTHIA`. Auch hier wird eine Datenmenge entsprechend $\mathcal{L} = 500\,\mathrm{fb}^{-1}$ generiert. Die verwendeten Wirkungsquerschnitte und Ereignisraten sind in Tab. 2.3 zusammengestellt. Die Angegebenen Wirkungsquerschnitte resultieren wieder aus der Kombination des Wirkungsquerschnitts für Higgs–Strahlung aus `WHiZard` und den mit `HDECAY` berechneten Zerfallsraten des Higgs–Bosons.

$\sqrt{s}$ [GeV]	m_H [GeV]	$\sigma(HZ \to bb\,\nu_l\bar{\nu}_l)$ [fb]	$N(\mathcal{L} = 500\,\mathrm{fb}^{-1})$
350	120	18.00	9 000
	130	13.28	6 640
	140	8.13	4 065
	150	3.83	1 915
	160	0.69	345
500	120	7.91	3 955
	130	5.99	2 995
	140	3.79	1 895
	150	1.86	930
	160	0.35	175

Tabelle 2.3: *Wirkungsquerschnitt und Ereignisraten der Higgs–Strahlung.*

Zerfällt das Z–Boson der Higgs–Strahlung in Elektronneutrinos ν_e, so kommt es zur Interferenz zwischen Higgs–Strahlung und WW–Fusion. Da auch der Interferenzterm von der Kopplung g_{HWW} des Higgs–Bosons an zwei W–Bosonen abhängt und diese Kopplung wiederum den zu bestimmenden Wirkungsquerschnitt der WW–Fusion bestimmt, wird auch der Interferenzterm untersucht.

Dazu wird mit `WHiZard/PYTHIA` nach bewährtem Schema ein Datensatz

higgs generiert, der aus WW–Fusion, Higgs–Strahlung und der Interferenz zwischen beiden Prozessen besteht. Für Verteilungen beliebiger Observablen wird die Differenz der Verteilungen für *higgs* und der Summe aus WW–Fusion und Higgs–Strahlung als Beitrag der Interferenz interpretiert. In Tab. 2.4 sind die Wirkungsquerschnitte und Ereignisraten für den Datensatz *higgs* zusammengefaßt, die Datenmenge entspricht abermals $\mathcal{L} = 500\,\mathrm{fb}^{-1}$.

$\sqrt{s}$ [GeV]	m_H [GeV]	$\sigma_{higgs}(e^+e^- \to b\bar{b}\,\nu_l\bar{\nu}_l)$ [fb]	$N(\mathcal{L} = 500\,\mathrm{fb}^{-1})$
350	120	39.23	19 615
	130	27.43	13 715
	140	16.00	8 000
	150	7.15	3 575
	160	1.24	620
500	120	60.04	30 020
	130	43.5	21 750
	140	25.61	12 805
	150	11.81	5 905
	160	2.15	1 075

Tabelle 2.4: *Wirkungsquerschnitte und Ereignisraten für den kombinierten Datensatz aus WW–Fusion, Higgs–Strahlung und Interferenz. Zusammen mit den Ereignissen der WW–Fusion und der Higgs–Strahlung kann der Beitrag der Interferenz ermittelt werden.*

Weitere Prozesse mit dem Endzustand $b\bar{b}\,\nu_l\bar{\nu}_l$

Neben der Higgs–Strahlung werden auch alle anderen Untergrundprozesse berücksichtigt, die den Endzustand $b\bar{b}\,\nu_l\bar{\nu}_l$ bilden können. Zum Einen sind dies die in Abb. 2.4 gezeigten Prozesse, in denen ausschließlich Elektronneutrinos ν_e entstehen. Streng genommen kommt es auch zwischen diesen Prozessen und dem Signal zur Interferenz. Der Beitrag dieser Interferenz ist jedoch sehr klein und wird daher vernachlässigt. Neben den Prozessen mit Elektronneutrinos sind auch die in Abb. 2.5 gezegten Prozesse berücksichtigt, in denen beliebige Neutrinos ν_l entstehen können.

Alle Prozesse werden in einem Datensatz zusammengefaßt mit `WHiZard` generiert und mit `PYTHIA` fragmentiert, ISR wird berücksichtigt. Auch hier wird eine Luminosität von $\mathcal{L} = 500\,\mathrm{fb}^{-1}$ zu Grunde gelegt. Die Wirkungsquerschnitte und Ereignisraten sind in Tab. 2.5 zusammengefaßt.

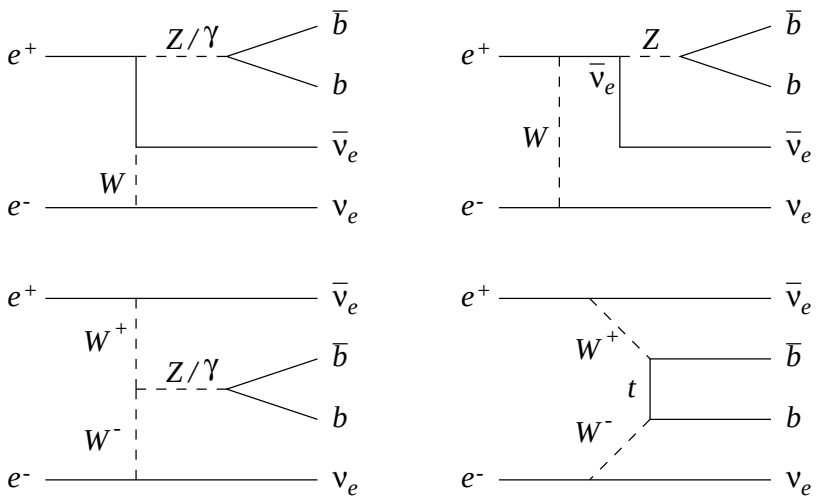

Abbildung 2.4: *Feynman–Diagramme der Untergrundprozesse mit dem Endzustand $b\bar{b}\,\nu_l\bar{\nu}_l$, die aufgrund von W–Austausch ausschließlich für Elektron–Neutrinos ν_e möglich sind.*

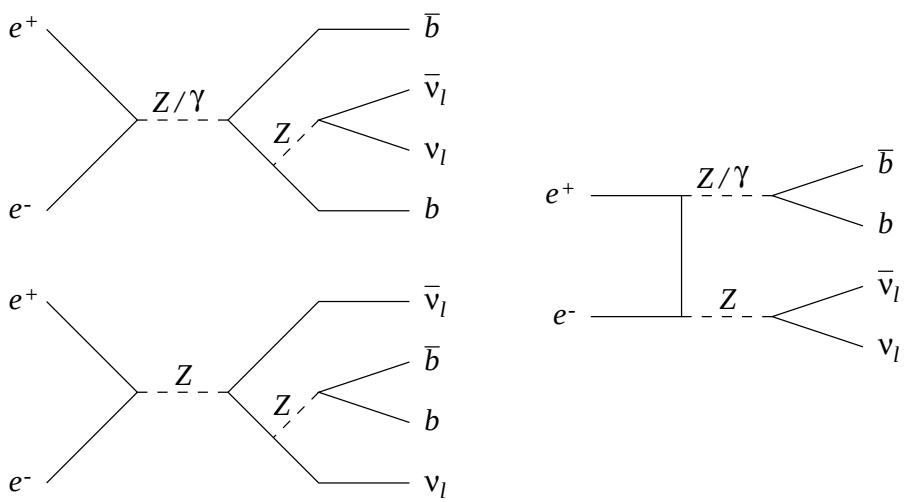

Abbildung 2.5: *Feynman–Diagramme der restlichen Untegrundprozesse mit dem Endzustand $b\bar{b}\,\nu_l\bar{\nu}_l$. Diese Prozesse sind für alle drei Neutrinofamilien $l = e,\ \mu,\ \tau$ möglich, da die Neutrinos im Zerfall eines Z–Bosons entstehen.*

$\sqrt{s}$ [GeV]	$\sigma(e^+e^- \to b\bar{b}\,\nu_l\bar{\nu}_l)$	$N(\mathcal{L} = 500\,\mathrm{fb}^{-1})$
350	66.08	33 040
500	75.51	37 755

Tabelle 2.5: *Wirkungsquerschnitte und Ereignisraten für Prozesse mit dem Endzustand $b\bar{b}\,\nu_l\bar{\nu}_l$ für die betrachteten Schwerpunktsenergien.*

W–Bosonpaare

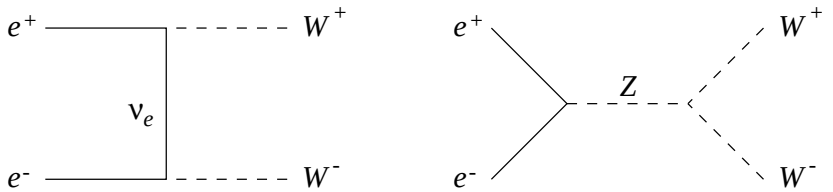

Abbildung 2.6: *Produktion von W–Bosonpaaren in e^+e^-–Kollisionen.*

Paare von W–Bosonen können –besonders durch semileptonischen[2] Zerfall– dem Signal ähnliche Signaturen im Detektor hervorrufen. Meist wird jedoch das entstehende Lepton isoliert auftreten, während man bei Signalereignissen Leptonen bestenfalls innerhalb eines Jets erwartet.

Zerfallen beide W–Bosonen hadronisch, so erhält man eigentlich vier–Jet–artige Ereignisse. Da die W–Bosonen bevorzugt in Vorwärtsrichtung entstehen kann es jedoch vorkommen, daß Teile des Ereignisses im nicht–sensitiven Bereich des Detektors bleiben und somit nicht detektiert werden. Der Transversalimpuls des Ereignisses ist aber in der Summe aller detektierten Teilchen sehr klein, während die zwei Neutrinos der Signalereignisse große Anteile des Transversalimpulses wegtragen können, wodurch die Summe der detektierten Teilchen in Signalereignissen ebenfalls großen Transversalimpuls aufweist.

W–Bosonpaare werden mit `PYTHIA` simuliert, eine separate Hadronisierung der Quarks ist darin bereits eingeschlossen. Neben ISR wird auch die Auswirkung der Beamstrahlung berücksichtigt. Dafür wird die Parametrisierung Κιρκη (`CIRCE`) [13] verwendet. Dies gilt auch für alle nachfolgend beschriebenen Prozesse.

Da der Wirkungsquerschnitt der W–Paarproduktion wesentlich größer als für WW–Fusion ist, werden lediglich Ereignisse entsprechend einer Lumino-

[2] Man unterscheidet hadronischen ($WW \to q\bar{q}\;q\bar{q}$), leptonischen ($WW \to l^\pm\nu_l\;l^\pm\nu_l$) und semileptonischen ($WW \to q\bar{q}\,l^\pm\nu_l$) Endzustand beim W–Paar–Zerfall.

sität $\mathcal{L} = 50\,\mathrm{fb}^{-1}$ generiert und mit einem Faktor 10 skaliert verwendet. Tab. 2.6 zeigt die Wirkungsquerschnitte und Ereignisraten sowohl für semileptonisch als auch hadronisch zerfallende W–Paare.

$\sqrt{s}$ [GeV]	X	$\sigma(WW \to X)$ [fb]	$N(\mathcal{L} = 50\,\mathrm{fb}^{-1})$
350	$qq\ l\nu_l$	5 809	$2,905 \times 10^5$
500		3 694	$1,848 \times 10^5$
350	$qq\ qq$	5 491	$2,746 \times 10^5$
500		3 695	$1,848 \times 10^5$

Tabelle 2.6: *Wirkungsquerschnitte und Ereignisraten für die Produktion von W–Bosonpaaren*

Einzelne W–Bosonen

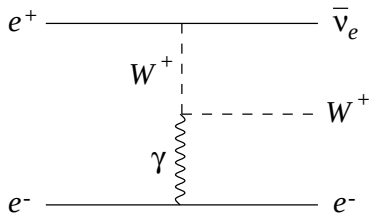

Abbildung 2.7: *Produktionsprozeß für einzelne W–Bosonen. Zusätzlich entstehen ein Elektron und ein Neutrino.*

Die Produktion einzelner W–Bosonen wird in den häufigsten Fällen vermittelt durch ein Photon mit sehr geringem Impulsübertrag Q^2. Das Elektron dieses Prozesses wird somit meistens ohne große Ablenkung den Detektor durch das Strahlrohr verlassen. Zusätzlich entsteht durch das Neutrino unsichtbarer Vierimpuls. Bei hadronischem W–Zerfall $W \to q\bar{q}$ entsteht somit eine dem Signal ähnliche Topologie aus zwei Jets und fehlendem Vierimpuls. Beim Zerfall eines W–Bosons entstehen jedoch kaum b–Quarks, so daß die Jets zum überwiegenden Teil keine b–Hadronen enthalten werden.

Die Wirkungsquerschnitte und Ereignisraten für die Produktion einzelner W–Bosonen sind in Tab. 2.7 zusammengestellt.

$\sqrt{s}$ [GeV]	$\sigma(We\nu \to q\bar{q}\, e\nu_e)$ [fb]	$N(\mathcal{L} = 50\,\mathrm{fb}^{-1})$
350	2 504	$1,252 \times 10^5$
500	4 184	$2,093 \times 10^5$

Tabelle 2.7: *Wirkungsquerschnitte und Ereignisraten für die Produktion einzelner W–Bosonen.*

Z–Bosonpaare

Für Z–Paare gibt es drei verschiedene Endzustände, die potentiellen Untergrund bedeuten:

$$ZZ \to q\bar{q}\,\nu\bar{\nu} \quad , \quad ZZ \to q\bar{q}\,q\bar{q} \quad , \quad ZZ \to q\bar{q}\,l^+l^-$$

Der Endzustand $q\bar{q}\,\nu_l\bar{\nu}_l$ ist den Signalereignissen von der Signatur am ähnlichsten. Der Fall $q = b$ wurde jedoch schon durch den Datensatz des $b\bar{b}\nu_l\bar{\nu}_l$–

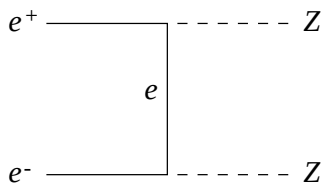

Abbildung 2.8: *Produktionsprozeß für Z–Bosonpaare.*

Endzustandes abgedeckt, so daß hier nur leichte Quarks auftreten. Die Jets werden dementsprechend kaum b–Hadronen enthalten.

Für $ZZ \to q\bar{q}\ q\bar{q}$ sind die Ereignis wie für hadronisch zerfallende W–Paare eigentlich vier–Jet–artig. Aber auch hier gilt die Argumentation, daß Teile des Ereignisses den Detektor durch das Strahlrohr verlassen können und dann unentdeckt bleiben, und auch hier schafft die Forderung nach nicht verschwindendem Transversalimpuls einen wesentlichen Beitrag zur Reduzierung dieses Untergrundes.

Zerfällt eines der Z–Bosonen in geladene Leptonen, so tritt meistens wenigstens eines davon isoliert auf.

$\sqrt{s}$ [GeV]	X	$\sigma(ZZ \to X)$ [fb]	$N(\mathcal{L} = 50\,\mathrm{fb}^{-1}$
350	$qq\ \nu\nu$	195,4	9 770
500		124,9	6 245
350	$qq\ qq$	469,5	23 475
500		308,4	15 420
350	$qq\ l^+l^-$	190,6	9 530
500		126,3	6 315

Tabelle 2.8: *Wirkungsquerschnitte und Ereignisraten für Z–Bosonpaare. Der Zerfall $ZZ \to b\bar{b}\ \nu_l\bar{\nu}_l$ ist dabei ausgenommen, weil er bereits bei den Untergrundprozessen mit dem Endzustand $b\bar{b}\ \nu_l\bar{\nu}_l$ berücksichtigt wurde.*

Einzelne Z–Bosonen

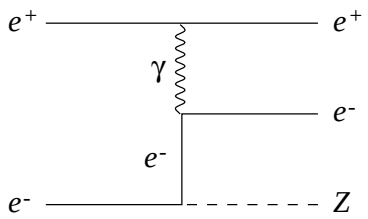

Abbildung 2.9: *Produktionsprozeß für einzelne Z–Bosonen.*

Auch in diesem Prozeß wird –wie in der Entstehung einzelner W–Bosonen– das Elektron, das das Photon abstrahlt, praktisch nicht abgelenkt und wird somit den Detektor in den meisten Fällen unerkannt durch das Strahlrohr verlassen. Das zweite Elektron jedoch tritt meistens isoliert auf und erlaubt somit, diesen Untergrund zu reduzieren. Obendrein besteht der fehlende Vierimpuls dieses Prozesses hauptsächlich aus dem entweichenden Elektron. Der Transversalimpuls dieser Ereignisse ist daher klein.

$\sqrt{s}$ [GeV]	$\sigma(Zee \to qqee)$ [fb]	$N(\mathcal{L} = 50\,\mathrm{fb}^{-1})$
350	3 214	$1,607 \times 10^5$
500	3 622	$1,811 \times 10^5$

Tabelle 2.9: *Wirkungsquerschnitte und Ereignisraten für die Produktion einzelner Z–Bosonen.*

$\sqrt{s}$ [GeV]	$\sigma(e^+e^- \to q\bar{q})$ [fb]	$N(\mathcal{L} = 50\,\mathrm{fb}^{-1})$
350	26 931	1.34×10^6
500	13 840	0.69×10^6

Tabelle 2.10: *Wirkungsquerschnitte und Ereignisraten für die Produktion von Quark–Antiquark–Paaren.*

Quark–Antiquark–Paare

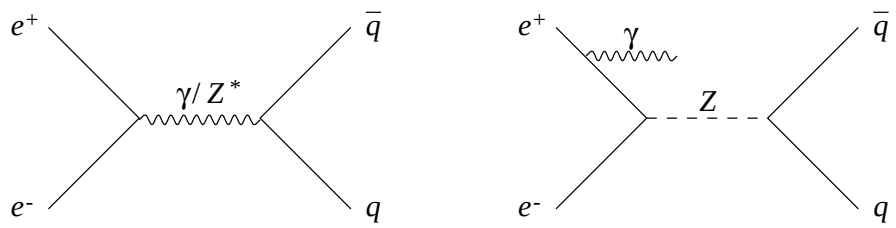

Abbildung 2.10: *Der Prozeß $e^+e^- \to q\bar{q}$ über Austausch eines Photons (links) und durch Radiative Return über ein reelles Z–Boson (rechts)*

Dieser Prozeß ist besonders durch den hohen Wirkungsquerschnitt –über 1000 mal größer als der des Signals– eine potentielle Gefahr. Außerdem findet dieser Prozeß oft nicht bei der vollen Schwerpunktsenergie statt, weil im Anfangszustand Photonen abgestrahlt werden. Besonders häufig sind sogenannte Polrückkehrer oder Radiative Returns. In diesem Fall wird die effektive Schwerpunktsenergie durch Photon–Emission auf den Wert der Z–Masse $m_Z \sim 91\,\mathrm{GeV}$ gesenkt (s. Abb. 2.10). Die abgestrahlten Photonen können oft nicht beobachtet werden, weil sie den Detektor durch das Strahlrohr verlassen. Da auch die Quarks bevorzugt in Vorwärtsrichtung entstehen, kann es sein, daß zusätzlich Teile des Ereignisses ebenfalls nicht detektiert werden und zu scheinbarem fehlenden Vierimpuls führen. Der transversale Anteil des unsichtbaren (und somit auch des sichtbaren) Impulses ist auch in diesem Fall klein.

Der Fall $q = t$ stellt streng genommen einen sechs–Fermion–Prozeß dar, da die Top–Quarks in b–Quarks und W–Bosonen zerfallen und die W–Bosonen wiederum in je zwei Fermionen. Zerfällt wenigstens ein W–Boson in Quarks, so enthält der Prozeß mindestens vier Jets und ist somit nicht mehr zwei–Jet–artig. Wenn eines oder beide W–Bosonen leptonisch zerfallen, so tritt auch in Ereignissen dieses Prozesses mindestens ein isoliertes Lepton auf.

2.3 Simulation des Detektors

Es gibt zwei generelle Möglichkeiten, Detektoren durch Monte–Carlo–Programme zu simulieren. Die aufwendigere und exaktere Methode ist die Simulation jedes einzelnen Meßpunktes. Dies berücksichtigt die Detektorgeometrie, Teilchenschauer im Detektor, Instrumentenrauschen etc. Man erhält Datensätze, die den Meßdaten des späteren Experiments äquivalent sind. Wie bei einem real existierenden Experiment müssen nun Spuren erkannt werden, Energiemessungen im Kalorimeter den Spuren zugeordnet werden und Teilchen identifiziert werden. Jeder dieser Schritte ist fehlerbehaftet und führt in der Summe zu einer charakteristischen Energie– und Impulsauflösung des Detektors inklusive der Ausleseelektronik und –software.

Für vorläufige Simulationen wie die hier vorgestellte Analyse ist es ausreichend, die charakteristischen Auflösungen des Detektors zu parametrisieren. Die Fähigkeiten des Detektors werden dann nicht exakt simuliert sondern nur statistisch variiert. Diese Methode spart sehr viel Computer–Kapazitäten (sowohl Rechenzeit als auch Speicherplatz).

Verwendet wird das Prgramm `SIMDET 3.1` [14]. Dieses Programm parametrisiert Energie– und Impulsauflösung und simuliert Nachweisschwellen und –wahrscheinlichkeiten. Als Eingabe dienen dem Programm im Wesentlichen die Vierimpulse und Identität aller Teilchen eines Ereignisses, die den Detektor erreichen. Alle parametrisierten Auflösungen entsprechen den Leistungen eines Detektors, wie er im CDR [15] für TESLA vorgeschlagen wurde. Da der Detektor momentan noch optimiert wird stellen diese Parameter eine eher konservative Annahme dar.

Teilchen mit einem Transversalimpuls $|\boldsymbol{p}_T|$ von weniger als $|\boldsymbol{p}_T| < 50\,\mathrm{MeV}$ werden nicht weiter berücksichtigt. Diese Teilchen befinden sich entweder außerhalb des sensitiven Bereichs bei sehr flachen Winkeln zu den Strahlachsen oder aber haben einen Gesamtimpuls unterhalb der Nachweisschwelle.

Daneben werden 1% aller Spuren nicht berücksichtigt, da für die Spurrekonstruktion in der TPC eine Effizienz $\epsilon_{rek} = 99\%$ angenommen wird. Die Energie der betreffenden Teilchen wird aber trotzdem weiter berücksichtigt, sofern diese das Kalorimeter erreichen.

Außerdem werden die Ladungsvorzeichen von 0.5% aller Teilchen umgekehrt, da auch die Ladungserkennung in der Spurkammer fehlerbehaftet ist.

Die Impulse der verbleibenden geladenen Teilchen werden dann nach einer Parametrisierung verschmiert. Dieser Parametrisierung liegen die Detektorparameter des CDR zugrunde [16]. Die angenommene Impulsauflösung $\sigma_p/\boldsymbol{p}^2$ liegt bei $\sigma_p/\boldsymbol{p}^2 = 0.6 \times 10^{-4}(\,\mathrm{GeV})^{-1}$ für senkrecht einfallende Spuren mit hinreichend großen Impulsen.

Die Messung der Energie wird getrennt in elektromagnetisches (Elektronen, Photonen) und hadronisches (Hadronen) Kalorimeter. Jedes Teilchen erzeugt im realen Detektor in vielen Kalorimeterzellen Meßsignale. In `SIMDET` werden diese als sogenannte Cluster simuliert. Die verwendeten Nachweisschwellen und Auflösungen für Energiemessungen im elektromagnestischen und hadronischen Kalorimeter sind in Tab. 2.11 zusammengefaßt.

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

Tabelle 2.11: *Energieauflösungen und Nachweisschwellen für elektromagnetisches (ECAL) und hadronisches Kalorimeter (HCAL). Die Energie E der Teilchen ist in GeV einzusetzen.*

Für die Ausgabe werden in `SIMDET` Spuren und Cluster zu Energy–Flow[3] Ojekten zusammengefaßt. Diese Objekte werden als die rekonstruierten Teilchen angesehen. Da in `SIMDET 3.1` keine Teilchenidentifikation parametrisiert wird, werden alle Energy–Flow Objekte als Elektronen (geladene Objekte im ECAL), Photonen (neutrale Objekte im ECAL), Pionen (geladene Objekte HCAL) oder K^0–Mesonen (neutrale Objekte im HCAL) behandelt. Lediglich die Identität von Müonen wird beibehalten, da man davon ausgehen kann, daß sie auch im realen Experiment mit hoher Wahrscheinlichkeit identifiziert werden können.

[3]Wörtl.:Energiefluß. Dieser Begriff hat jedoch keine treffende deutsche Entsprechung.

Kapitel 3

Der Wirkungsquerschnitt für WW–Fusion

Die Messung des Wirkungsquerschnitts der WW–Fusion basiert in dieser Analyse auf der Identifizierung des Signalprozesses $e^+e^- \to H\nu_e\bar{\nu}_e \to b\bar{b}\,\nu_e\bar{\nu}_e$ der WW–Fusion mit anschließendem Zerfall des Higgs–Bosons in b–Quarks. Der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\mathrm{WW-Fusion}}$ der WW–Fusion wird gemäß

$$\sigma_{\mathrm{WW-Fusion}} = \frac{\sigma_{\mathrm{WW-Fusion}}(H \to b\bar{b})}{\mathrm{BR}(H \to b\bar{b})} = \frac{N_{\mathrm{WW-Fusion}}}{\mathcal{L}\,\mathrm{BR}(H \to b/barb)}$$

über die Anzahl $N_{\mathrm{WW-Fusion}}$ der Ereignisse bestimmt, die vom Signal beobachtet werden. Dazu ist es nötig, die Ereignisse des Signals von den Ereignissen der vielfältigen Untergrundprozesse zu trennen, die im letzten Kapitel beschrieben wurden.

Ein erster Schritt ist eine Selektion auf mehreren kinematischen und topologischen Meßgrößen inklusive b–Tag, in denen sich Signal– und Untergrundprozesse unterscheiden. Durch die Selektion werden auch Ereignisse der WW–Fusion verworfen. Die Effizienz ϵ, mit der Signalereignisse die Selektion passieren ist definiert als $\epsilon = N'_{\mathrm{WW-Fusion}}/N_{\mathrm{WW-Fusion}}$ mit $N_{\mathrm{WW-Fusion}}$ Signalereignissen vor und $N'_{\mathrm{WW-Fusion}}$ Signalereignissen nach der Selektion. Der Wirkungsquerschitt $\sigma_{\mathrm{WW-Fusion}}$ ergibt sich dann zu

$$\sigma_{\mathrm{WW-Fusion}} = \frac{N'_{\mathrm{WW-Fusion}}}{\epsilon\,\mathcal{L}\,\mathrm{BR}(H \to b/barb)}.$$

Da es nicht möglich ist, mit der Selektion alle Untergrundereignsse auszuschließen wird die Anzahl $N'_{\mathrm{WW-Fusion}}$ der beobachteten Signalereignisse nach der Selektion in einem χ^2–Fit auf der Verteilung der invarianten Masse m_{mis} des unsichtbaren Vierimpulses p_{mis} bestimmt.

Vor der Selektion werden in jedem Ereignis isolierte Leptonen[1] gesucht und die übrigen detektierten Teilchen mit Hilfe des Durham–Algorithmus [17] in zwei Jets gezwungen.Ereignisse mit isolierten Leptonen werden verworfen, da man in Signalereignissen keine geladenen Leptonen erwartet.

3.1 Selektion

b–Tag Algorithmen identifizieren Jets, die durch die Fragmentation von b–Quarks hervorgegangen sind. Dabei wird ausgenutzt, daß diese Jets Hadronen mit b–Quarks enthalten, die wiederum vergleichsweise lange Lebensdauern haben. Dadurch kommt es zu Zerfallslängen von typischerweise einigen Millimetern, was die Rekonstruktion der Zerfallsvertizes der b–Hadronen möglich macht.

Bereits bei der Simulation der Signal– und Untergrundereignisse wird auf die zwei Jets eines jeden Ereignisses die parametrisierte b–Tag Routine `bctpar` [18] angewendet (s.a. Anh. C). Als Eingabeparameter benötigt dieser Algorithmus neben der Energie des jeweiligen Jets die Effizienz b_{eff}, mit der b–Quarks erkannt werden sollen.

Um den optimalen Wert für b_{eff} zu finden, wird mit Hilfe der einfacherer Parametrisierung `btag_lc` [19] die Signifikanz S in Abhängigkeit von b_{eff} abgeschätzt. S ist in diesem Fall definiert als

$$S(b_{eff}) = \frac{N_{\mathrm{WW-Fusion}}(b_{eff})}{\sqrt{N_{\mathrm{Untergrund}}(b_{eff})}}$$

mit N_{Sig} Signal– und N_{Unt} Untergrundereignissen, die einen b–Tag mit der Effizienz b_{eff} passieren. Die Signifikanz gibt an, um wieviele Standardabweichungen das Signal den Untergrund überhöht. Für diese Abschätzung wurden lediglich die Untergrundprozesse mit 4 Fermionen[2] im Endzustand berücksichtigt, da der b–Tag in erster Linie diese Prozesse unterdrücken soll. Abb. 3.1 zeigt die Signifikanz in Abhängigkeit der Effizienz b_{eff}. Die gestrichelte Linie in den Graphen zeigt zum Vergleich die Signifikanz für den Fall, daß man auch den Untergrund aus Quark–Antiquark–Paaren in die Abschätzung einfließen läßt.

[1] Als isolierte Leptonen sind hier Elektronen oder Müonen definiert, deren Gesamtimpuls mindestens 5 GeV beträgt und um die herum innerhalb eines Kegels mit halbem Öffnungswinkel von 25° keine weitere Spur detektiert wird.

[2] Berücksichtigt werden hierbei neben allen Prozessen, die zum Endzustand $b\bar{b}\ \nu_l\bar{\nu}_l$ beitragen auch W– und Z–Bosonpaare und einzelne W– und Z–Bosonen. Eine ausführliche Beschreibung aller betrachteter Untergrundprozesse erfolgte in Kap. 2.

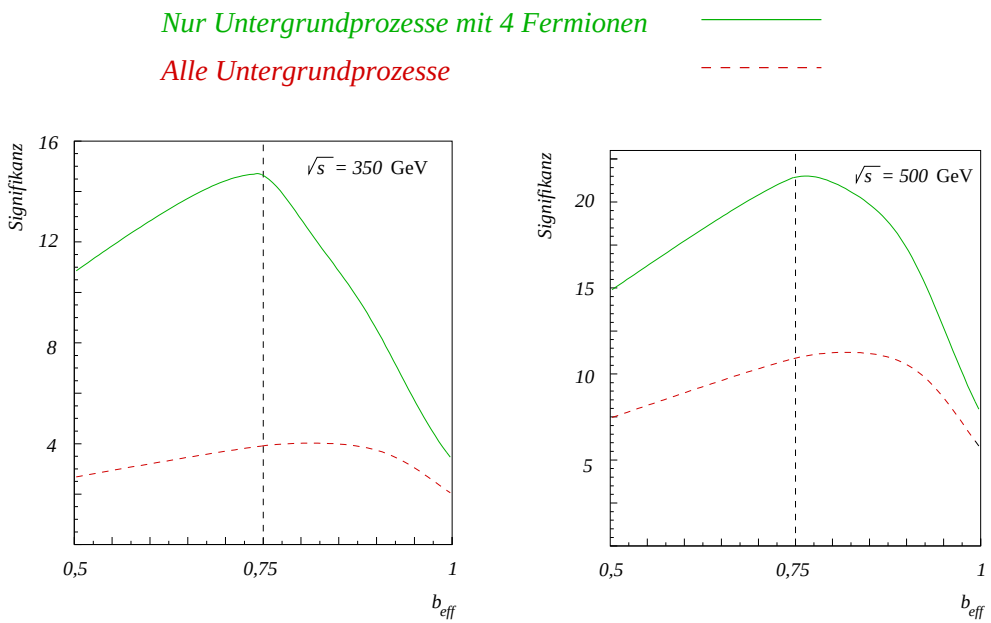

Abbildung 3.1: *Abschätzung der Signifikanz des b–Tags bei* $\sqrt{s} = 350\,\mathrm{GeV}$ *und* $\sqrt{s} = 500\,\mathrm{GeV}$. *Optimale Signifikanz wird erzielt für* $b_{eff} = 0.75$.

Die Signifikanz des b–Tags wird für beide Schwerpunktsenergien optimiert für eine b–Effizienz $b_{eff} = 0.75$. Tab. 3.1 zeigt die Reduzierung des Untergrundes durch die energieabhängige b–Tagparametrisierung `bctpar` mit dieser b–Effizienz. Um Speicherplatz zu sparen wurden nur die Ereignisse gespeichert, deren beiden Jets den b–Tag passiert haben. Alle nachfolgenden Abbildungen in diesem Kapitel zeigen somit die Verteilungen *nach* dem b–Tag.

$\sqrt{s}$ [GeV]	$N_{\text{Untergrund}}$ ohne b–Tag	$N_{\text{Untergrund}}$ mit b–Tag
350	18.69×10^6	0.60×10^6
500	14.84×10^6	0.78×10^6

Tabelle 3.1: *Anzahl der Ereignisse aller berücksichtigter Untergrundprozesse vor und nach dem b–Tag. Die Zahlen verdeutlichen, wie wichtig der b–Tag für die Reduzierung des Untergrundes ist.*

Nach dem b–Tag ist die Anzahl der Untergrundereignisse immer noch wesentlich höher als die Anzahl der Signalereignisse. Abb. 3.2 zeigt die Verteilung der invarinaten Massem_{mis} des fehlenden Vierimpulses p_{mis}. Der fehlende Vierimpuls wird errechnet aus der Differenz von Schwerpunktsenergie

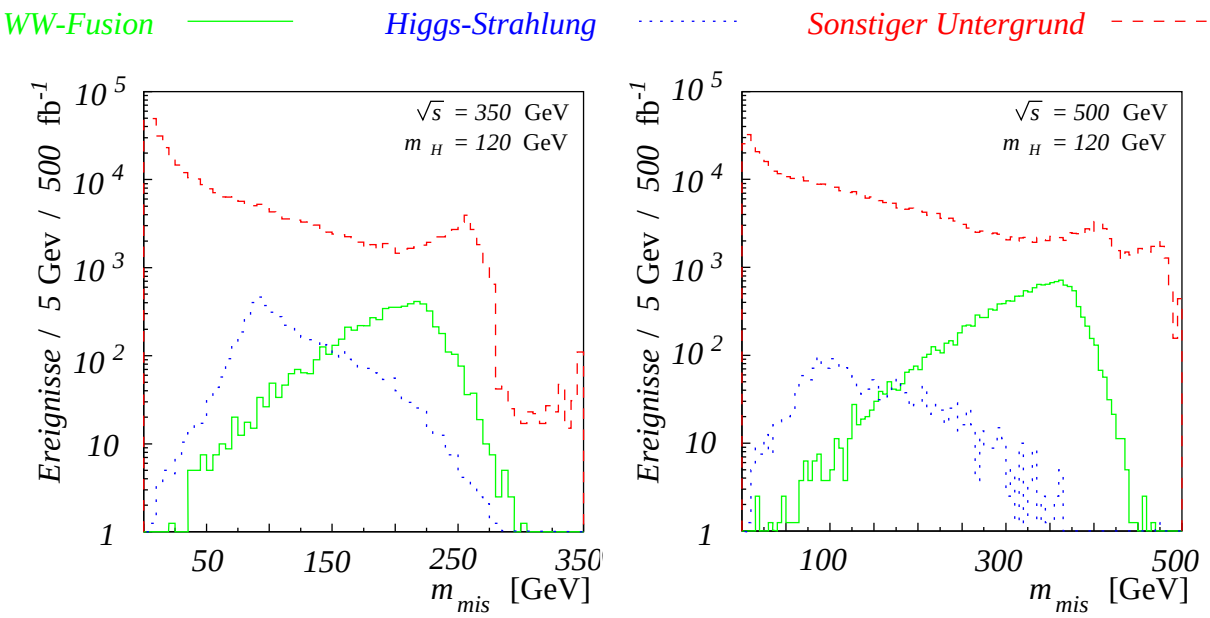

Abbildung 3.2: *Verteilung der invarianten Masse m_{mis} des fehlenden Vierimpulses nach dem b–Tag. Der Untergrund ist trotz Untedrückung um Faktor $\sim 20 - 30$ durch den b–Tag immer noch erdrückend. Ein Fit des Signals ist zu diesem Zeitpunkt nicht möglich.*

$\sqrt{s}$ und der Summe p_{vis} des Vierimpulses $p_i = (E_i, \boldsymbol{p}_i)$ aller rekonstruierten Teilchen. Es gilt:

$$p_{vis} = (E_{vis}, \boldsymbol{p}_{vis}) = \sum_i p_i \qquad p_{mis} = (\sqrt{s} - E_{vis}, -\boldsymbol{p}_{vis})$$

$$m_{mis} = \sqrt{E_{mis}^2 - |\boldsymbol{p}_{mis}|^2}$$

Auf der in Abb. 3.2 gezeigten Verteilung soll der abschließende Fit angewendet werden, was bei dem momentanen Signal–zu–Untergrund Verhältnis unm oglich ist.

Abb 3.3 zeigt die Verteilung der invarianten Masse m_{vis} des sichtbaren Vierimpulses p_{vis} der Signal– und Untergrundereignisse. Die invariante Masse m_{vis} ist wie analog zur m_{mis} definfiert als

$$m_{vis} = \sqrt{E_{vis}^2 - |\boldsymbol{p}_{vis}|^2}$$

In der Verteilung des Untergrundes ist deutlich die Resonanz der hadronisch zerfallenden W– und Z–Bosonen zu erkennen. Der Anstieg zur vollen Schwer-

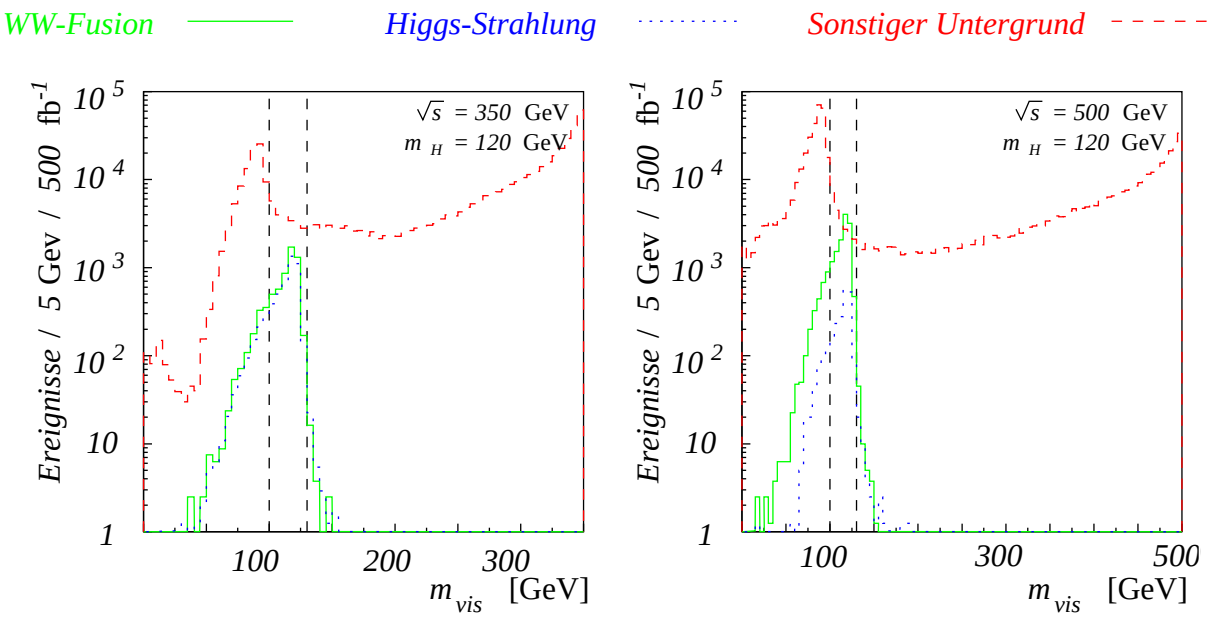

Abbildung 3.3: *Die Verteilung der invarianten Masse m_{vis} des sichtbaren Vierimpulses. Man erkennt Resonanzen bei m_H im Signal und m_Z im Untergrund. Die Ausläufer beider Verteilungen zu kleineren Massen ist auf ISR zurückzuführen.*

punktsenergie hin ist auf Ereignisse zurückzuführen, deren Endzustand komplett im Detektor nachgewiesen wird.

Die Verteilung des Signals bildet wie zu erwarten eine deutliche Resonanz bei der Higgsmasse m_H. Die zu niedrigeren Massen hin weit auslaufende Verteilung ist auf Photonenemission im Anfangszustand ISR zurückzführen. Die für die Berechnung der invarianten Masse verwendete Schwerpunktsenergie wird dadurch erniedrigt.

Die gesamte Selektion ohne einen Schnitt auf die invariante Masse des sichtbaren Vierimpulses ist in Abb. 3.4 dargestellt. Der Untergrund ist bereits bis auf eine klare Resonanz im Bereich der W– und Z–Masse unterdrückt. Die Separation der Resonanzen für Signal und Untergrund wird für größere Werte für die Higgsmasse besser, da die Resonanzen bei m_H und m_Z weiter auseinander liegen.

Die Verteilung der sichtbaren Energie –dargestellt in Abb. 3.5– zeigt für den Untergrund drei Überhöhungen. im Bereich $E_{vis} \sim m_Z$ handelt es sich in erster Linie um Radiative Returns, also Quark–Antiquark–Paare, die bei effektiver Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = m_Z$ entstanden sind. Die Überhöhung bei

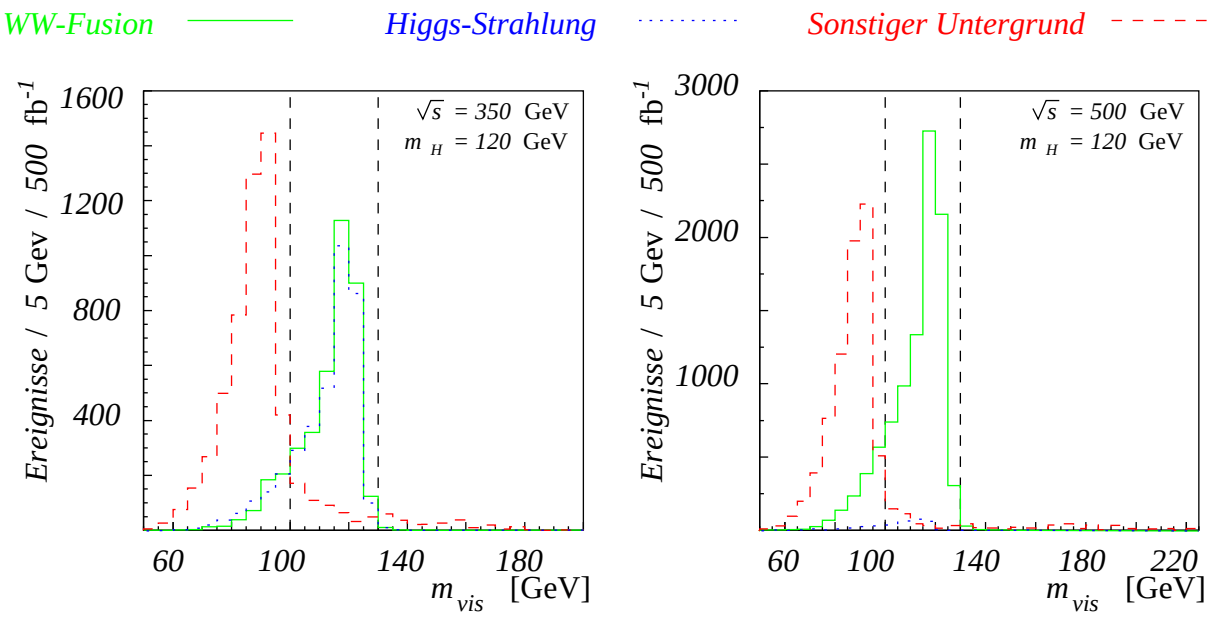

Abbildung 3.4: *Die Verteilung der invarianten Masse m_{vis} des sichtbaren Vierimpulses nach allen anderen Schnitten. Die Resonanzen in Signal und Untergrund können bei höheren Werten für m_H noch besser getrennt werden, weil die Resonanzen weiter auseinander liegen.*

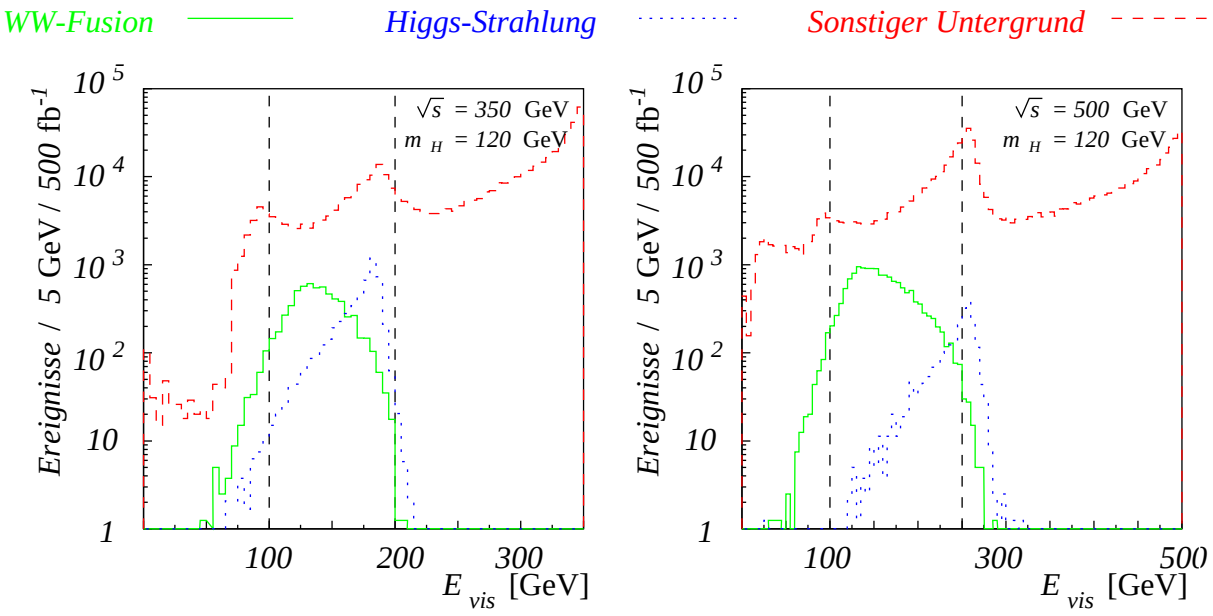

Abbildung 3.5: *Die Verteilung der sichtbaren Energie E_{vis} nach dem b–Tag.*

der halben Schwerpunktsenegie ist zurückzuführen auf semileptonisch zerfallende W–und Z–Bosonpaare, die Überhöhung bei der vollen Schwerpunktsenergie sind Ereignisse, bei denen alle entstehenden Teilchen nachgewiesen werden.

Die Selektion ohne Schnitt auf die sichtbare Energie (Abb. 3.6) reduziert alle Untergrundprozesse, deren sichtbare Energie außerhalb des Bereiches liegt, in dem Signalereignisse auftreten. Ein möglicher Schnitt bei den eingezeichneten Grenzen kann den Untergrund somit nicht weiter reduzieren.

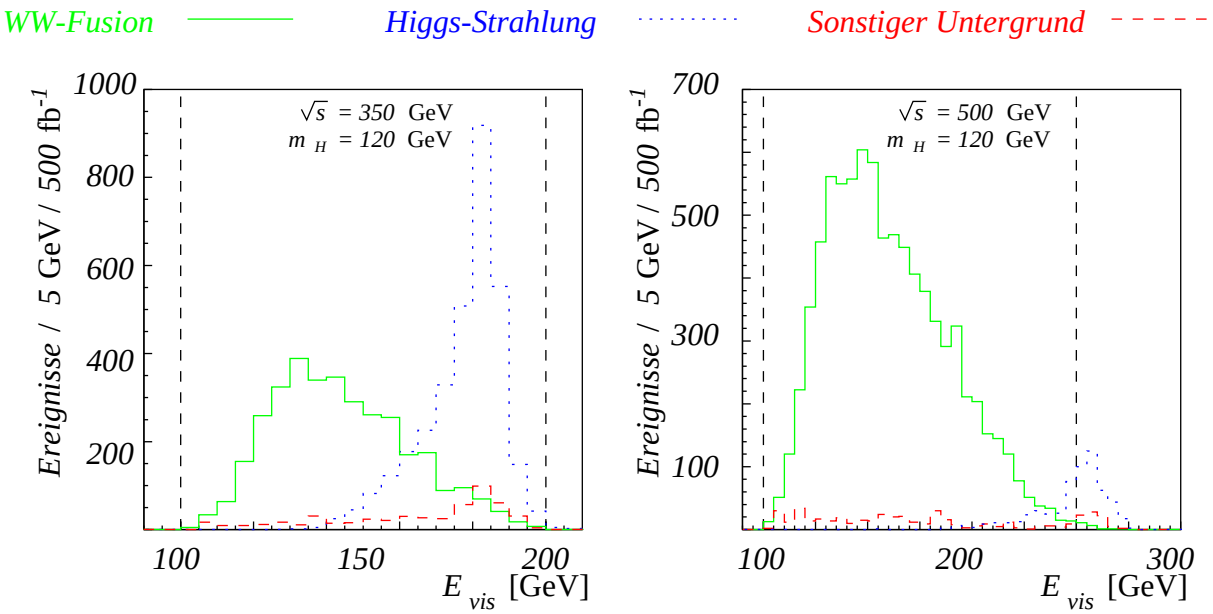

Abbildung 3.6: *Die Verteilung der sichtbaren Energie E_{vis} nach allen anderen Schnitten.*

Ähnlich verhält es sich mit dem Transversalimpuls p_T des sichtbaren Ereignisses (Abb. 3.7). Bezeichnet θ_{vis} den Polarwinkel des sichbaren Vierimpulses, so ist der Transversalimpuls $\boldsymbol{p}_T$ definiert als

$$p_T = |\boldsymbol{p}_T| = |\boldsymbol{p}_{vis}| \cdot \sin\theta_{vis}$$

Wegen Impulserhaltung ist der sichtbare entgegengesetzt gleich dem unsichtbaren Transversalimpuls. Für alle Untergrundprozesse ohne Neutrinos, bei denen fehlender Vierimpuls nur dadurch zustande kommt, daß einige Teilchen im nicht–sensitiven Bereich des Detektors –also unter sehr kleinen Polarwinkeln im Strahlrohr– bleiben, ist der Transversalimpuls gering. Um diese Untergrundereignisse auszuschließen verlangt man wenigstens kleine Transversalimpulse p_T.

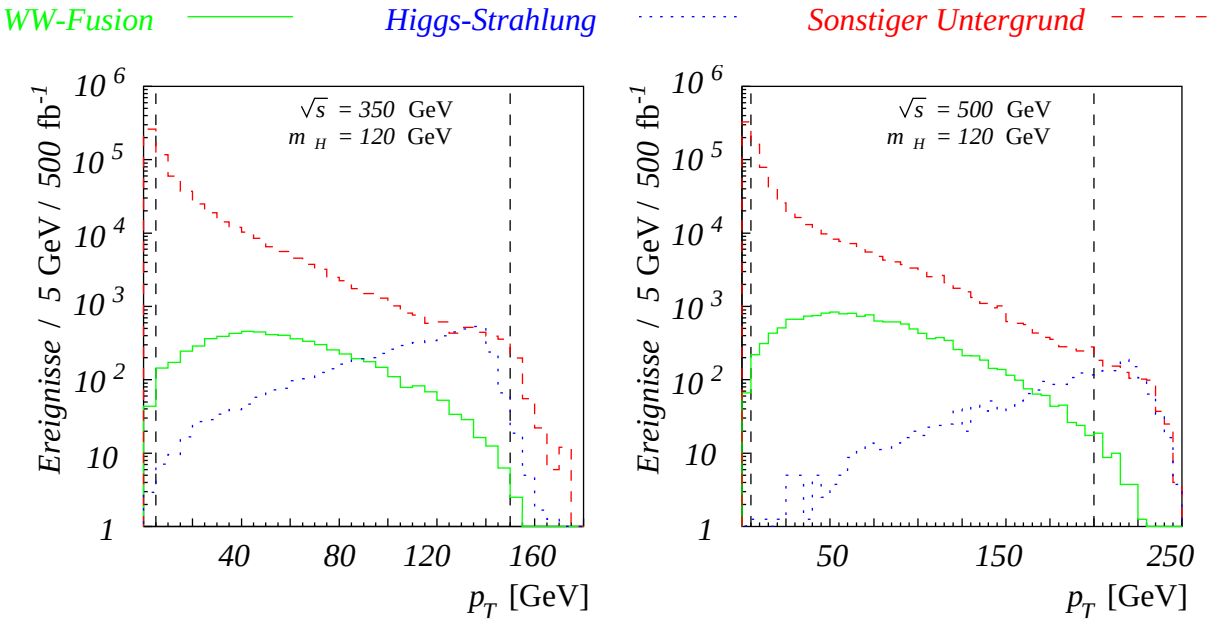

Abbildung 3.7: *Die Verteilung des Transversalimpulses nach dem b–Tag.*

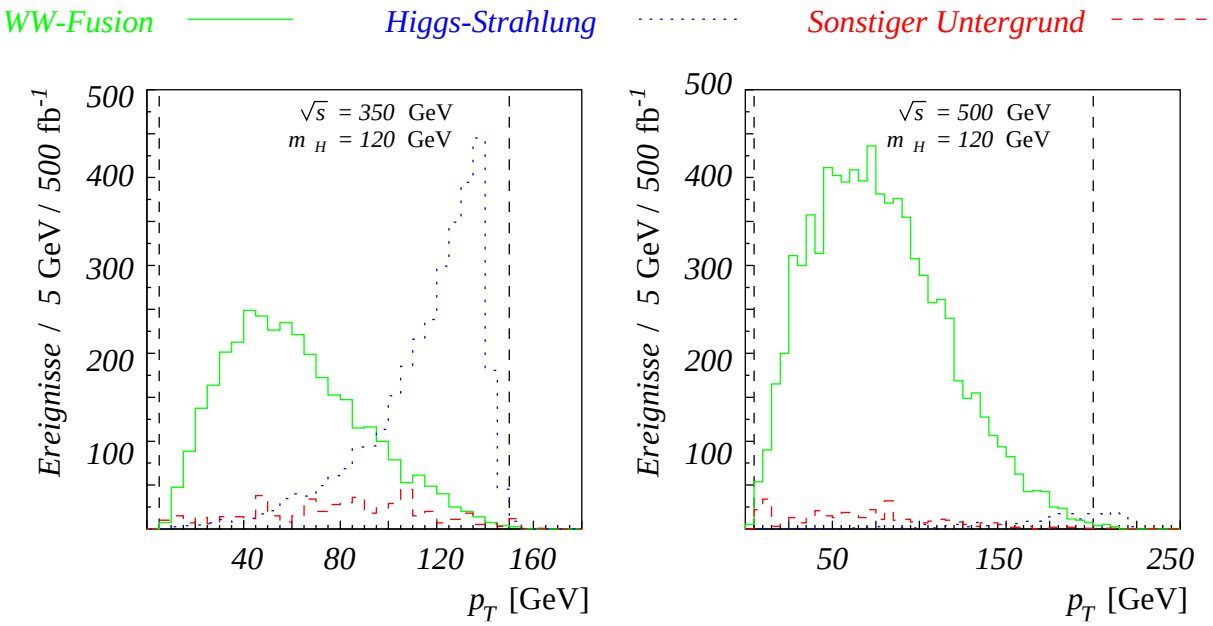

Abbildung 3.8: *Die Verteilung des Transversalimpulses nach allen anderen Schnitten.*

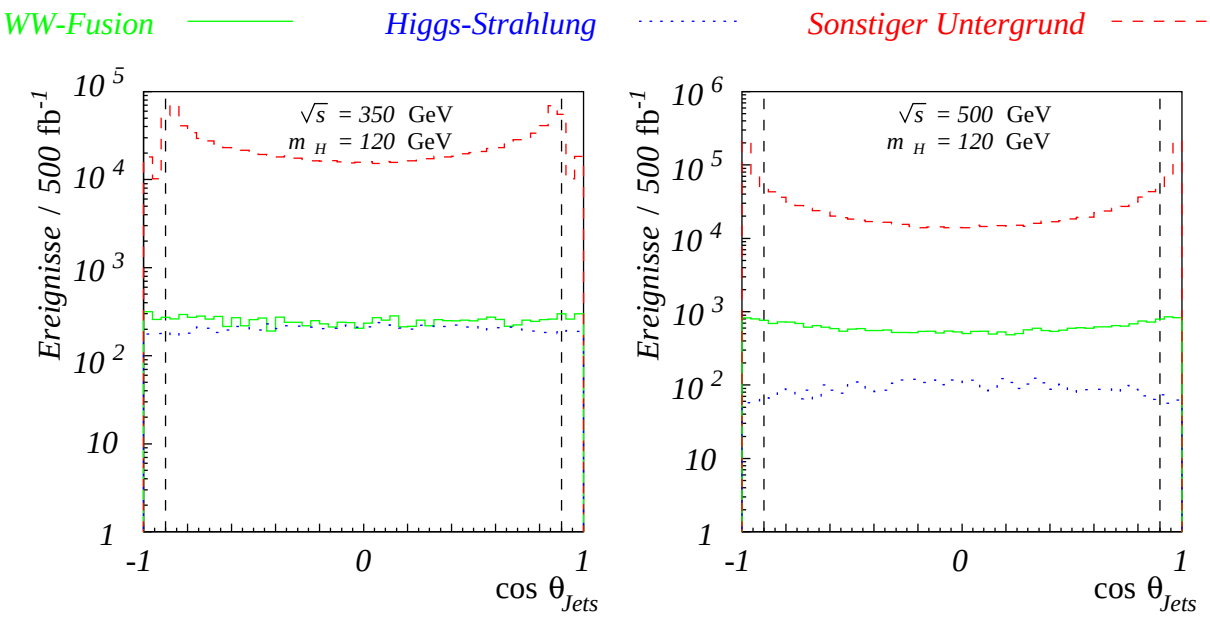

Abbildung 3.9: *Die Verteilung für die Polarwinkel* $\cos\theta_{Jets}$ *der Jets nach dem b–Tag. Es sind beide Jets eines jeden Ereignisses in die Verteilung aufgenommen.*

Alle Vierimpulse p_i eines Jets werden addiert zum Vierimpuls p_{Jet} des betreffenden Jets:

$$p_{Jet} = \sum_i p_i = (E_{Jet}, \boldsymbol{p}_{Jet})$$

In Abb. 3.9 ist der Polarwinkel θ_{Jet} für die Vierimpulse der beiden Jets eines jeden Ereignisses dargestellt. Da für Untergrundereignisse bei $\sqrt{s} = 350\,\mathrm{GeV}$ einige Prozesse nur mit Polarwinkeln $|\cos\theta_{Jet}| < 0.9$ vorhanden sind, erscheint die Darstellung unvollständig in den Außenbereichen. Da aber für jedes Ereignis gefordert wird, daß beide Jets Polarwinkel $|\cos\theta_{Jet}| < 0.9$ haben, hat dieser Fehler keine Auswirkungen auf die Selektion.

W– und Z–Bosonen entstehen vorzugsweise in Vorwärts– bzw. Rückwärtsrichtung. Dies ist zurückzuführen auf die Spins der Eichbosonen. Als Folge entstehen auch die Jets aus den Eichbosonzerfällen bevorzugt mit großem Cosinus des Polarwinkels $|\cos\theta_{Jets}|$, weil sich der Bewegungsimpuls der Eichbosonen auf die Zerfallsprodukte überträgt, man spricht von “Boost”.

In Abb. 3.10, wo die Auswirkung der Selektion ohne Schnitt auf die im Moment diskutierten Jetwinkel gezeigt ist, ist zu erkennen, daß gerade bei $\sqrt{s} = 500\,\mathrm{GeV}$ der Untergrund durch einen Schnitt $|\cos\theta_{Jets}| < 0.9$ nochmals deutlich reduziert werden kann.

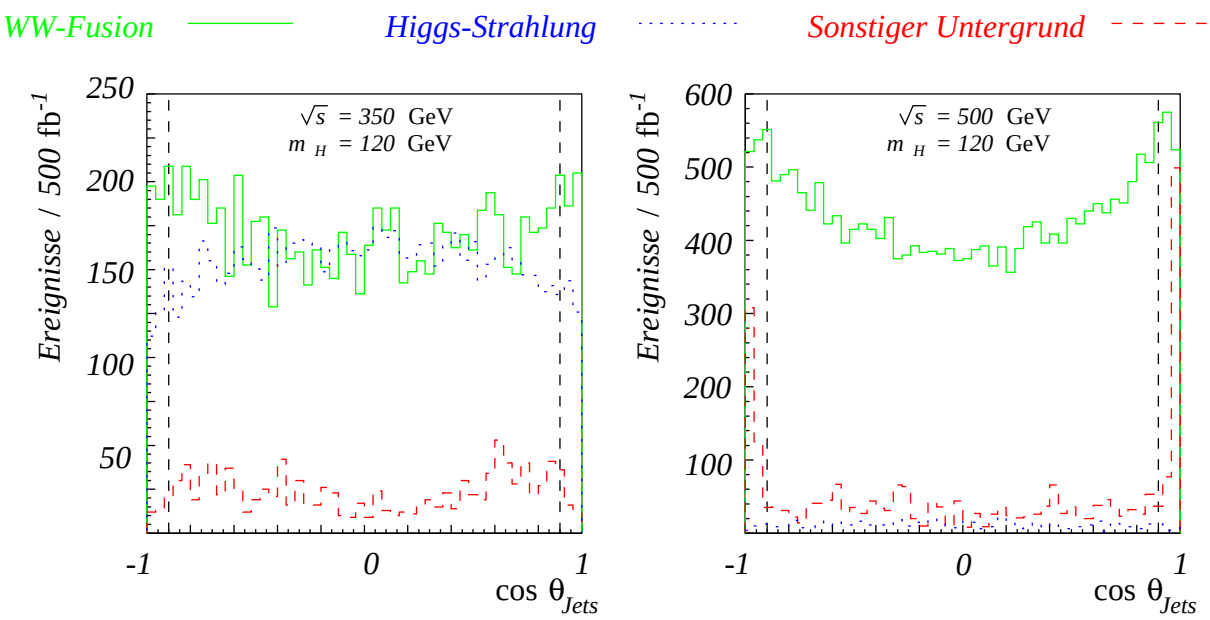

Abbildung 3.10: *Die Verteilung für die Polarwinkel* $\cos\theta_{Jets}$ *der Jets nach allen anderen Schnitten.*

Der Winkel α zwischen den beiden Jets wird definiert als

$$\cos\alpha = \frac{\boldsymbol{p}_{Jet1} \cdot \boldsymbol{p}_{Jet2}}{|\boldsymbol{p}_{Jet1}|\ |\boldsymbol{p}_{Jet2}|}.$$

Die Verteilung für $\cos\alpha$ ist in Abb. 3.11 gezeigt. Die Verteilung für das Signal ist flach bis zu einem minimalen Öffnungswinkel (maximalem $\cos\alpha$), der aus dem Boost eines Higgs–Bosons mit Masse $m_H = 120\,\mathrm{GeV}$ und Energie $E_H = \sqrt{s}/2$ folgt. Die Verteilung für den Untergrund hat einen kleineren minimalen Öffnungswinkel[3]. Dies liegt daran, daß die Eichbosonen des Untergrundes größeren Boost als das Higgs–Boson haben, da sie leichter sind als das dieses. Bei Untergrundprozesse mit sehr kleinen Jetwinkeln ($\cos\alpha \sim 1$) handelt es sich um Quark–Antiquark–Paare, bei denen der Jet eines Quarks den Detektor undetektiert durch das Strahlrohr verläßt. Der verbleibende Jet wird dann in zwei Jets aufgeteilt, die sehr eng beieinander liegen.

Mit einem Schnitt auf den Jetwinkel kann der Untergrund zusätzlich zur restlichen Selektion nicht wesentlich weiter reduziert werden. Es ist aber

[3]Der minimale Öffnungswinkel der (leichten) Endprodukte eines in zwei KÖrper zerfallenden Teilchens mit Masse m und Energie E ist gegeben durch $\theta_{min} = 2\arctan[(2\sqrt{\gamma^2-1})^{-1}]$ mit $\gamma = E/m$.

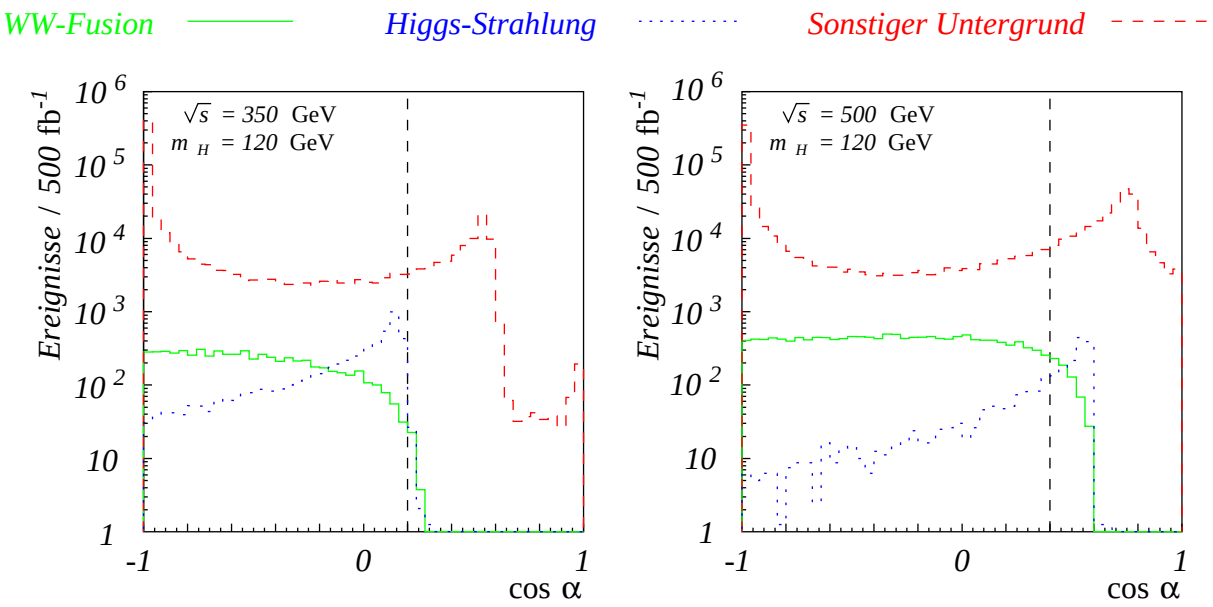

Abbildung 3.11: *Die Verteilung des Winkels* $\cos\alpha$ *zwischen den beiden Jets nach dem b–Tag.*

möglich, die Ereignisse der Higgs–Strahlung durch einen etwas verschärften Schnitt auf diese Größe stark zu dezimieren. Dies wurde für die Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 500\,\mathrm{GeV}$ versucht. Abb. 3.12 zeigt, daß praktisch alle Ereignisse der Higgs–Strahlung ausgeschlossen werden.

Die Acoplanarität *Acop*, definiert als

$$Acop = 180^\circ - \arccos\left(\frac{(p_{x,1}\ p_{x,2}) + (p_{y,1}\ p_{y,2})}{|\boldsymbol{p}_{Jet1}\cos\theta_{Jet1}|\ |\boldsymbol{p}_{Jet2}\cos\theta_{Jet2}|}\right)$$

mit der Summe der Impulse aller Teilchen des i–ten Jets $\boldsymbol{p}_{Jet\,i} = (p_{x,i}, p_{y,i}, p_{z,i})$, ist die Projektion des Winkels α auf die r–ϕ–Ebene des Detektors. Alle Ereignisse, deren Jets einen Winkel $\alpha \sim 180^\circ$ bilden haben in dieser Projektion $Acop \sim 0$, doch nicht alle Ereignisse mit $Acop = 0^\circ$ haben auch $\cos\alpha = -1$. Da Signalereignisse im Mittel in allen Projektionen Jetwinkel kleiner 180° aufweisen ist ein Schnitt auf die Acoplanarität sinnvoll. In Abb. 3.13 erkennt man die zu kleinen Werten für die Acoplanarität stark ansteigende Verteilung des Untergrundes.

Da jedoch bereits große Winkel α durch einen Schnitt auf diese Größe ausgeschlossen werden reduziert eine zusätzliche Einschränkung auf die Acoplanarität den Untergrund nicht wesentlich (s. Abb. 3.14).

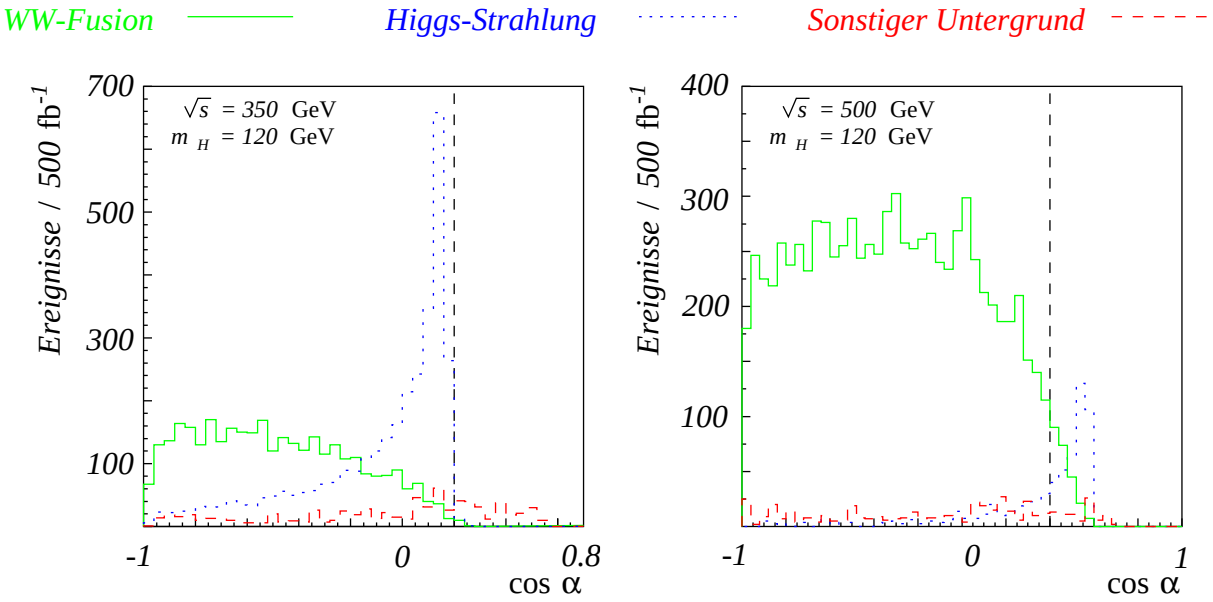

Abbildung 3.12: *Die Verteilung des Winkels* $\cos\alpha$ *zwischen den beiden Jets nach allen anderen Schnitten.*

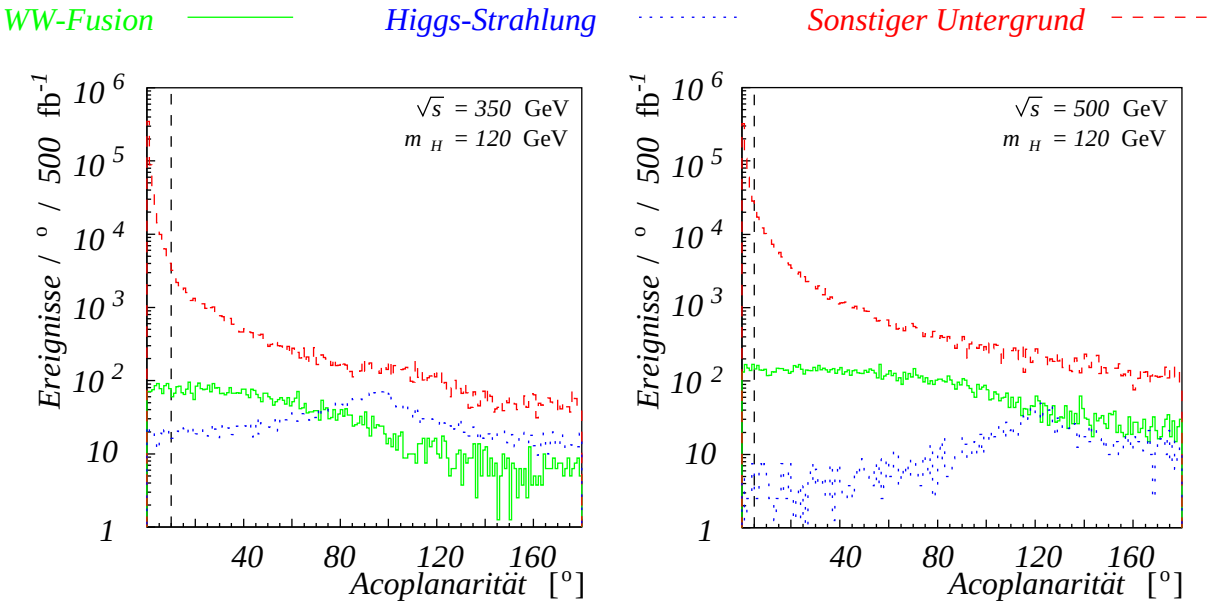

Abbildung 3.13: *Die Verteilung der Acoplanarität Acop nach dem b–Tag.*

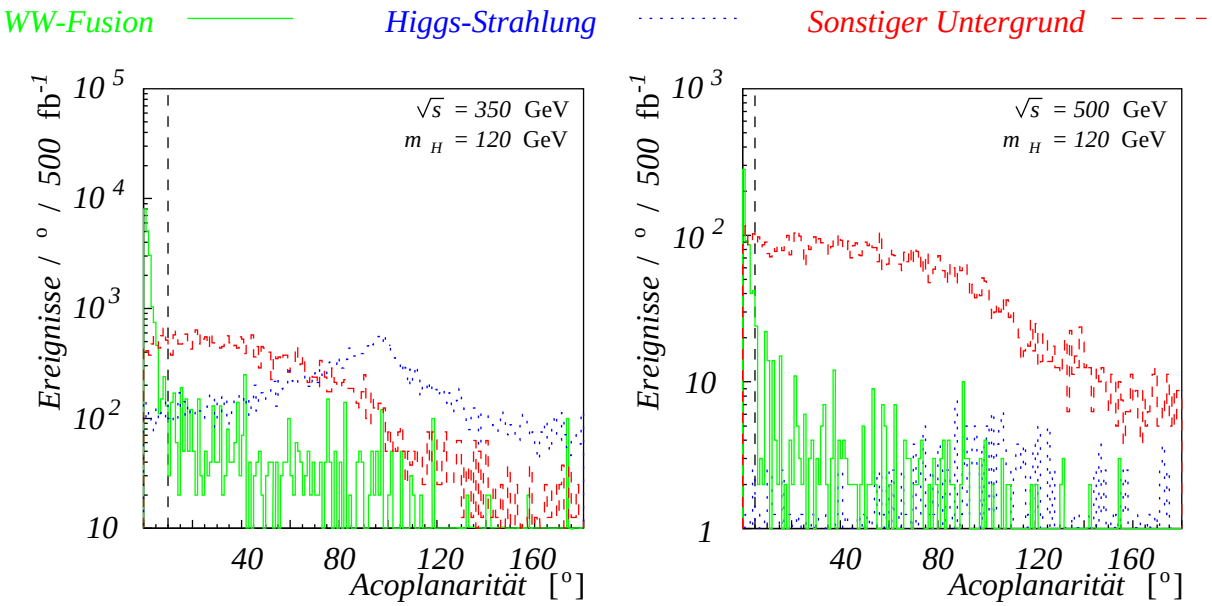

Abbildung 3.14: *Die Verteilung der Acoplanarität Acop nach allen anderen Schnitten.*

Der Durham–Algorithmus zur Zusammenfassung von Teilchen zu Jets errechnet unter anderem die charakteristische Größe Y 23, die ein Maß dafür ist, ob ein Ereignis 2–Jet–artig oder 3–Jet–artig ist. Je kleiner der Wert von Y 23 ist, desto größer ist die Wahrscheinlichkeit, daß es in dem betrachteten Ereignis nur zwei Jets gibt.

Wie in Abb. 3.15 zu sehen gibt es zahlreiche Untergrundereignisse, die nicht 2–Jet–artig sind. Dies sind in erster Linie hadronisch zerfallenden W– und Z– sowie t–Paare. In Abb. 3.16 ist gezeigt, daß einige nach der übrigen Selektion verbleibende Untergrundprozesse durch einen Schitt auf $Y23$ ausgeschlossen werden können.

Als letzte Größe wird die Anzahl der geladenen Spuren der Signal– und Untergrundereignisse betrachtet (vgl. Abb. 3.17). Während die Multiplizität der Signalereignisse nicht sehr groß ist (im Mittel hadronisiert jedes b–Quark in Signalereignissen in weniger als 10 Hadronen) können Untergrundereignisse wesentlich mehr geladene Teilchen enthalten. Neben hadronisch zerfallenden W– und Z–Paaren sind dies auch t–Quarkpaare, deren Zerfall zu bis zu sechs Jets mit entsprechend vielen Teilchen führen kann.

Wie in Abb. 3.18 zu sehen ist, ist ein Schnitt auf die Anzahl der geladenen Spuren nicht unbedingt nötig, um den Untergrund wirkungsvoll zu

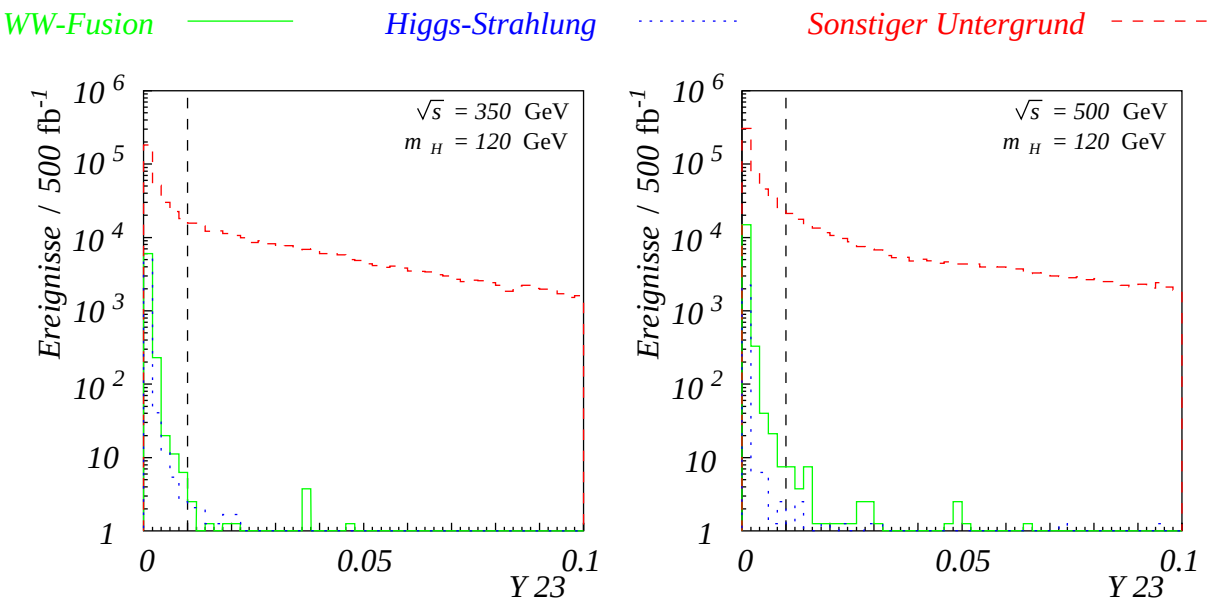

Abbildung 3.15: *Die Verteilung des Durham–Parameters Y 23 nach dem b–Tag.*

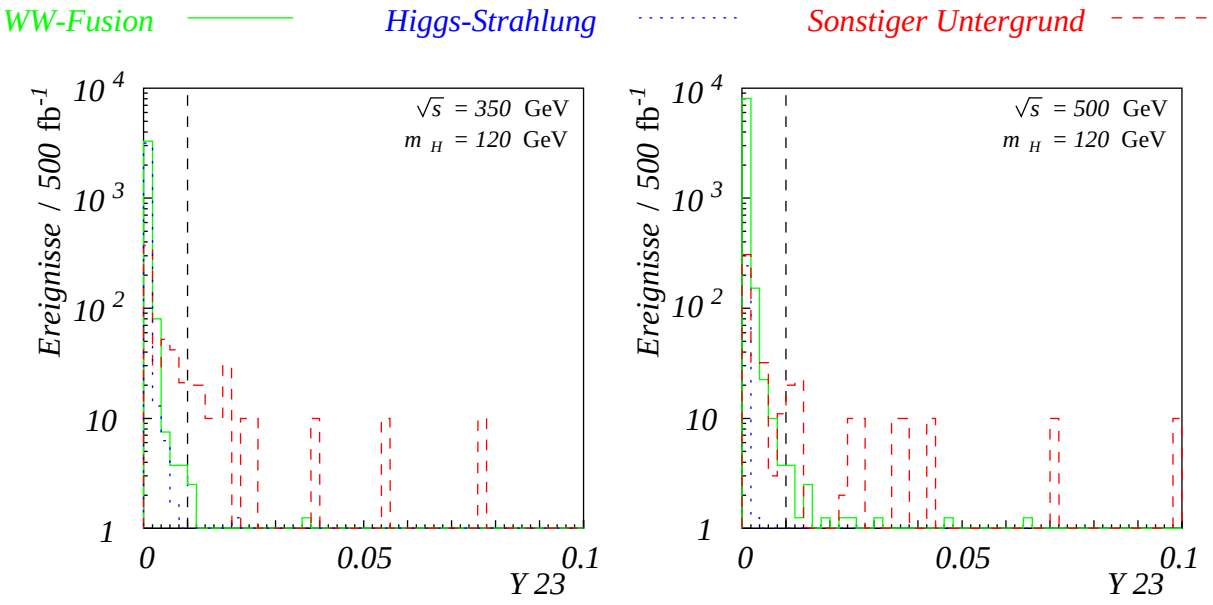

Abbildung 3.16: *Die Verteilung des Durham–Parameters Y 23 nach allen anderen Schnitten.*

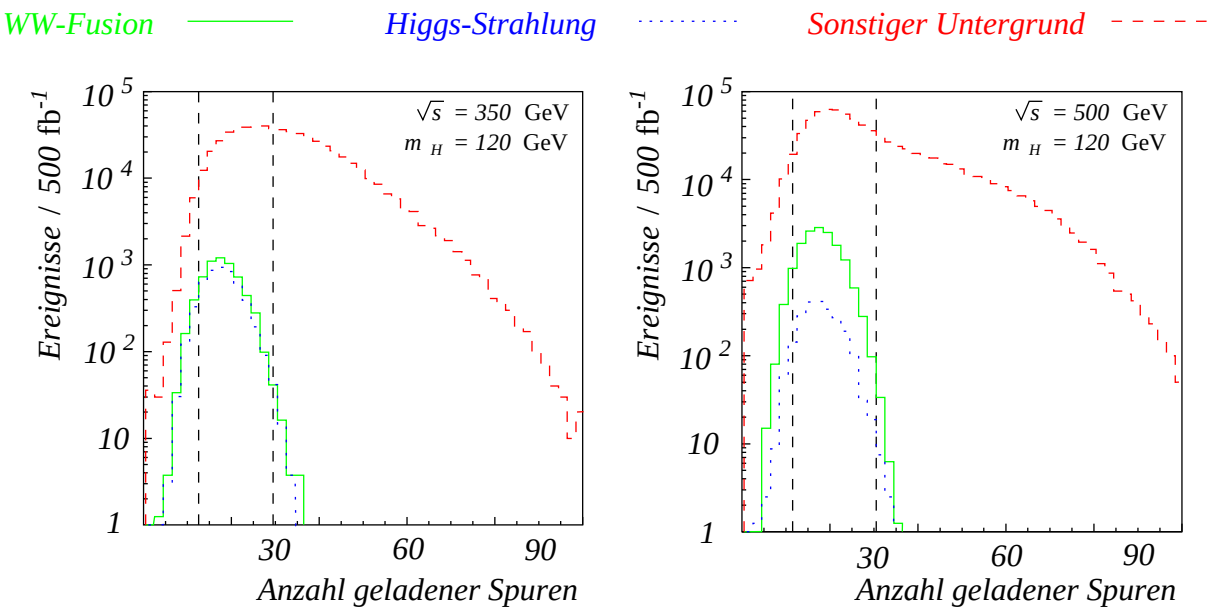

Abbildung 3.17: *Die Anzahl der geladenen Spuren pro Ereignis nach dem b–Tag.*

unterdrücken. Trotzdem werden mindestens 13 geladene Spuren verlangt, um alle Untergrundprozesse mit vier Leptonen im Endzustand sicher ausschließen zu können[4].

Die Summe aller Schnitte in der Selektion unterdrückt den Untergrund so sehr, daß nunmehr die Signalereignisse überwiegen. In Tab. 3.2 ist die Anzahl der Signal– und Untergrundereignisse exemplarisch für $\sqrt{s} = 350\,\mathrm{GeV}$ und $m_H = 120\,\mathrm{GeV}$ dargestellt. Tab. 3.3 zeigt die Werte für den Untergrund aufgeteilt in die einzelnen berücksichtigten Prozesse.

Die Effizienz ϵ_{Signal}, mit der Siganlereignisse die Selektion passieren, ist in Tab. 3.4 für alle Schwerpunktsenergien und Higgsmassen zusammengefaßt.

Abb. 3.19 zeigt die Verteilung der invarinaten Masse m_{mis} des fehlenden Vierimpulses nach der Selektion. Diese Verteilungen sind Ausgangspunkt für den abschließenden χ^2–Fit, der verwendet wird, um die Anzahl derjenigen Ereignisse zu bestimmen, die auf den Signalprozeß der WW–Fusion zurückzuführen sind.

[4]Die meisten Spuren in einem Endzustand aus vier Leptonen kommen zustande, wenn vier τ–Leptonen in jeweils drei geladene Pionen zerfallen. Alle anderen leptonischen Vier–Fermion–Endzustande haben weniger Spuren oder sind sehr selten (z.B. τ–Leptonen, die in fünf geladene Pionen zerfallen)

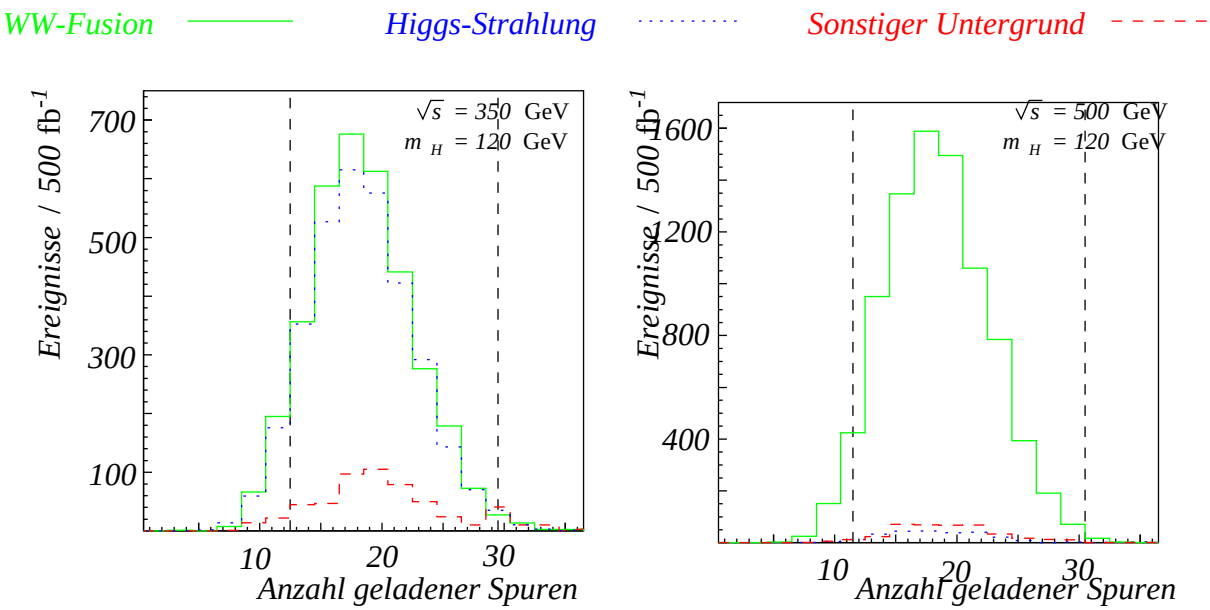

Abbildung 3.18: *Die Anzahl der geladenen Spuren pro Ereignis nach allen anderen Schnitten.*

No.	Schnitt	$N_{WW-Fusion}$	$N_{Higgs-Strahlung}$	$N_{Untergrund}$
	Kein	11 340	9 000	18.69×10^6
1	b–Tag	6 289	5 099	0.60×10^6
2	isolierte Leptonen	6 289	5 099	0.56×10^6
3	m_{vis}	5 121	4 184	18 218
4	E_{vis}	5 120	4 166	17 520
5	$\lvert \boldsymbol{p}_T \rvert$	5 088	4 151	7 527
6	$\cos\theta_{Jets}$	4 050	3 434	7 437
7	$\cos\alpha$	4 039	3 418	3 799
8	$Acop$	3 521	3 305	837
9	$Y23$	3 518	3 299	555
10	Anzahl Spuren	3 386	3 184	516

Tabelle 3.2: *Die einzelnen Schritte der Selektion mit den Ereignissen der verschiedenen Prozesse, die nach den jeweiligen Schnitt passieren (cutflow).*

Prozeß	kein Schnitt	Schnitt No. 1	Schnitt No. 2	Schnitt No. 3	Schnitt No. 4
$e^+e^- \to bb\ \nu_l\bar{\nu}_l$	33 040	15 339	15 335	628	620
$WW \to q\bar{q}\ l\nu_l$	2.905×10^6	9 550	3 110	70	70
$WW \to q\bar{q}\ q\bar{q}$	2.746×10^6	56 750	56 750	1–	10
$W\ e\nu_e \to q\bar{q}\ e\nu_e$	1.252×10^6	1 050	1 050	40	40
$ZZ \to q\bar{q}\ \nu_l\bar{\nu}_l$	9 770	150	150	20	20
$ZZ \to q\bar{q}\ q\bar{q}$	23 475	16 440	16 420	10	10
$ZZ \to q\bar{q}\ l^+l^-$	9 530	6 900	2 050	20	20
$Z\ e^+e^- \to q\bar{q}\ e^+e^-$	1.607×10^6	29 940	11 490	3 290	3 150
$e^+e^- \to q\bar{q}$	1.34×10^7	0.47×10^6	0.46×10^6	14 130	13 580

Prozeß	Schnitt No. 5	Schnitt No. 6	Schnitt No. 7	Schnitt No. 8	Schnitt No. 9	Schnitt No. 10
$e^+e^- \to bb\ \nu_l\bar{\nu}_l$	607	517	409	367	365	346
$WW \to q\bar{q}\ l\nu_l$	40	40	30	30	30	30
$WW \to q\bar{q}\ q\bar{q}$	0	0	0	0	0	0
$W\ e\nu_e \to q\bar{q}\ e\nu_e$	40	40	30	30	30	30
$ZZ \to q\bar{q}\ \nu_l\bar{\nu}_l$	20	20	20	10	10	10
$ZZ \to q\bar{q}\ q\bar{q}$	0	0	0	0	0	0
$ZZ \to q\bar{q}\ l^+l^-$	20	20	10	10	0	0
$Z\ e^+e^- \to q\bar{q}\ e^+e^-$	1 270	1 270	430	170	70	70
$e^+e^- \to q\bar{q}$	5 530	5 530	2 870	220	50	30

Tabelle 3.3: *Cutflow für den Untergrund, aufgeschlüsselt für alle berücksichtigten Untergrundprozesse.*

$\sqrt{s}$ [GeV]	m_H [GeV]	$\epsilon_{\mathrm{WW-Fusion}}$	$\epsilon_{\mathrm{Higgs-Strahlung}}$
350	120	29.9 %	35.5 %
	130	31.9 %	38,3 %
	140	32.4 %	38.8 %
	150	34.4 %	39.6 %
	160	43.4 %	38.3 %
500	120	30.6 %	6.1 %
	130	30.1 %	6.8 %
	140	29.3 %	8.1 %
	150	29.6 %	6.8 %
	160	30.3 %	8.6 %

Tabelle 3.4: *Effizienzen der Selektion für WW–Fusion und Higgs–Strahlung.*

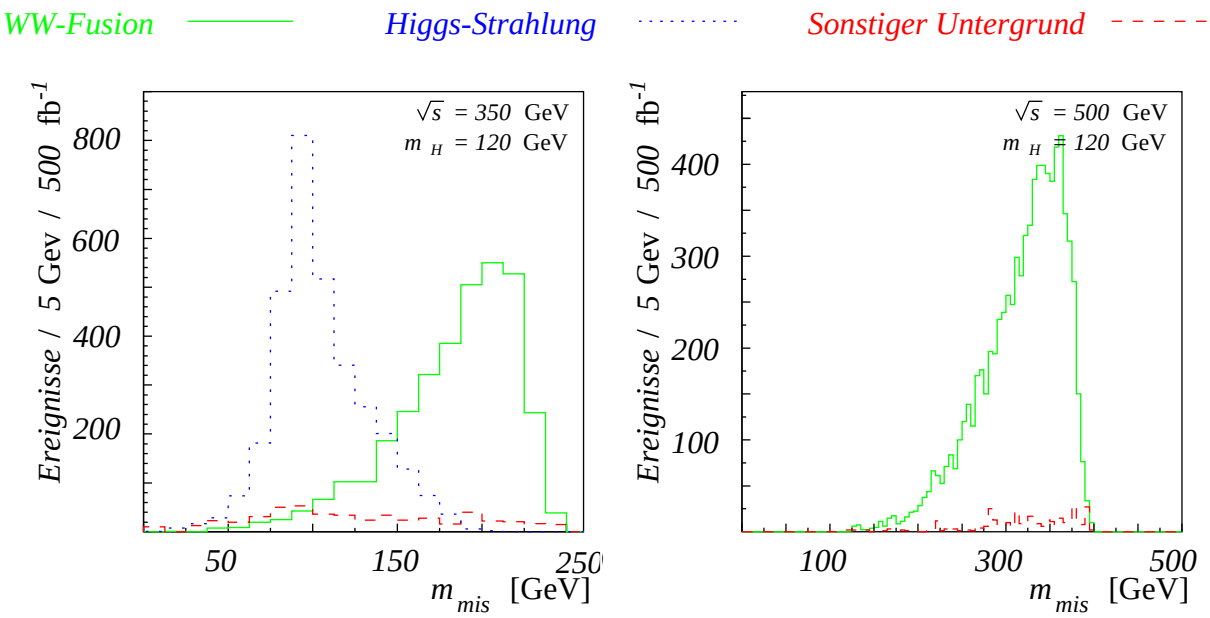

Abbildung 3.19: *Die Verteilung für die invariante Masse m_{mis} des fehlenden Vierimpulses nach der Selektion. Diese Verteilungen dienen als Grundlage für den abschließenden χ^2–Fit.*

3.2 χ^2–Fit

Es wird ein drei–Parameter Fit nach der Methode des kleinsten χ^2 auf der Verteilung der invarianten Masse m_{mis} des fehlenden Vierimpulses durchgeführt. Gefittet werden die Anzahl der Ereignisse aus WW–Fusion, Higgs–Strahlung und dem Untergrund an eine Verteilung, die aus den Beiträgen von Untergrund, WW–Fusion, Higgs–Strahlung und Interferenz zwischen WW–Fusion und Higgs–Strahlung besteht. Die Interferenz wird wegen des geringen Beitrages jedoch nicht gefittet sondern als fest angenommen.

Für die benötigten Referenzverteilungen werden die in Abb.3.19 gezeigten Verteilungen für WW–Fusion, Higgs–Strahlung und Untergrund verwendet. Dazu kommt die Verteilung der Interferenz. Alle Verteilungen werden geglättet, um höhere Statistik zu simulieren[5]. Die Verteilungen von WW–Fusion, Higgs–Strahlung und Untergrund werden dann auf eins normiert.

Optimiert man nun die χ^2–Funktion

$$\chi^2 = \sum_i (fit_i - data_i)/fit_i$$

[5]Es kann davon ausgegangen werden, daß für ein eales Experiment bei TESLA soviel Referenzereignisse simuliert werden, daß die Verteilungen glatt sind.

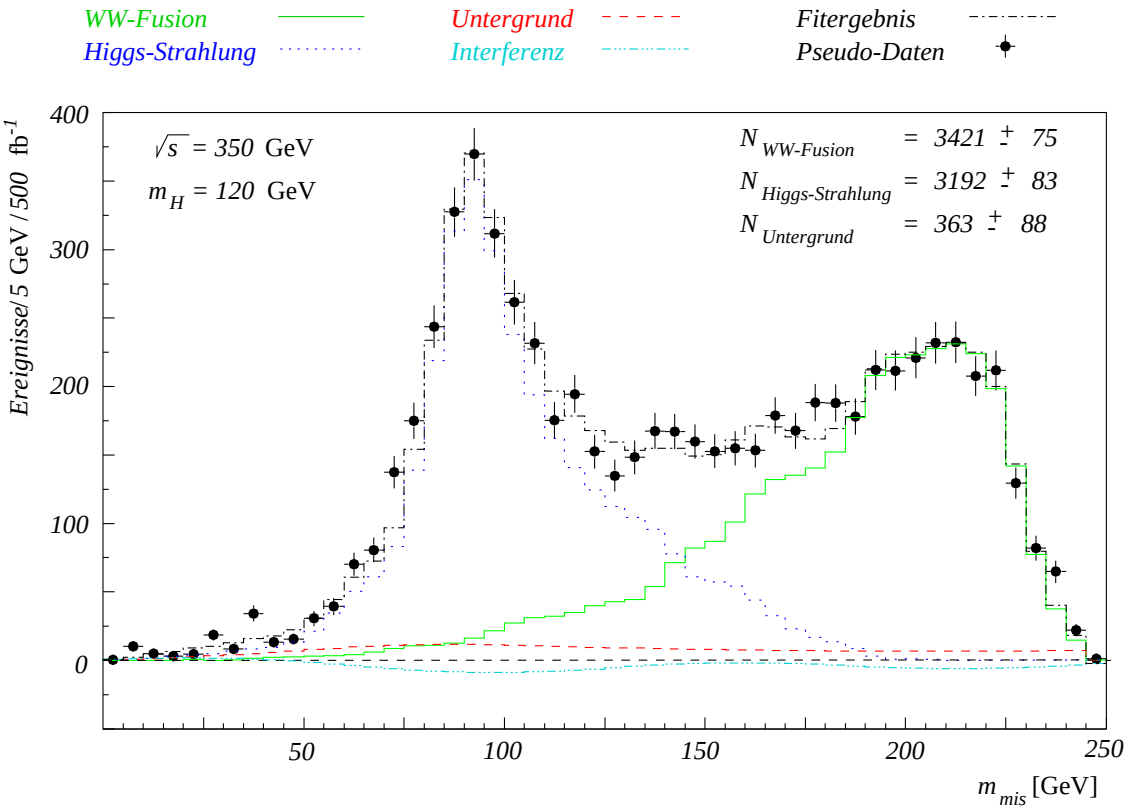

Abbildung 3.20: *Fit für* $m_H = 120\ GeV$ *und* $\sqrt{s} = 350\ GeV$.

$$fit_i = N_{\mathrm{WW-Fusion}} \cdot fus_i + N_{\mathrm{Higgs-Strahlung}} \cdot hz_i + N_{\mathrm{Untergrund}} \cdot bkgrd_i + int_i$$

(mit dem i–te Eintrag fus_i in der Verteilung für die WW–Fusion, hz_i, $bkgrd_i$ und int_i entsprechend für Higgs–Strahlung, Untergrund und Interferenz), so liefern die Parameter $N_{\mathrm{WW-Fusion}}$, $N_{\mathrm{Higgs-Strahlung}}$ und $N_{\mathrm{Untergrund}}$ des Fits automatisch die Anzahl der auf die jeweiligen Prozesse zurückzuführenden Ereignisse. Wie bereits erwähnt wird die Interferenz nicht gefittet sondern als gegeben behandelt.

Abb 3.20 zeigt das Ergebnis des Fits für eine Higgsmasse $m_H = 120\,\mathrm{GeV}$ und Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 350\,\mathrm{GeV}$. Man erkennt die Beiträge von WW–Fusion und Higgs–Strahlung, die aufgrund der unterschiedlichen Form der jeweiligen Verteilungen gut gefittet werden können. Ebenfalls zu erkennen ist, daß der Beitrag der Interferenz im Vergleich dazu gering ist und daß der Untergrund durch die vorangegangene Selektion bis auf einen kleinen Anteil unterdrückt wird. Mit dem hier gezeigten Fit ist es möglich, auch den Wirkungsquerschnitt σ_{hz} der Higgs–Strahlung im Bereich von einigen Pro-

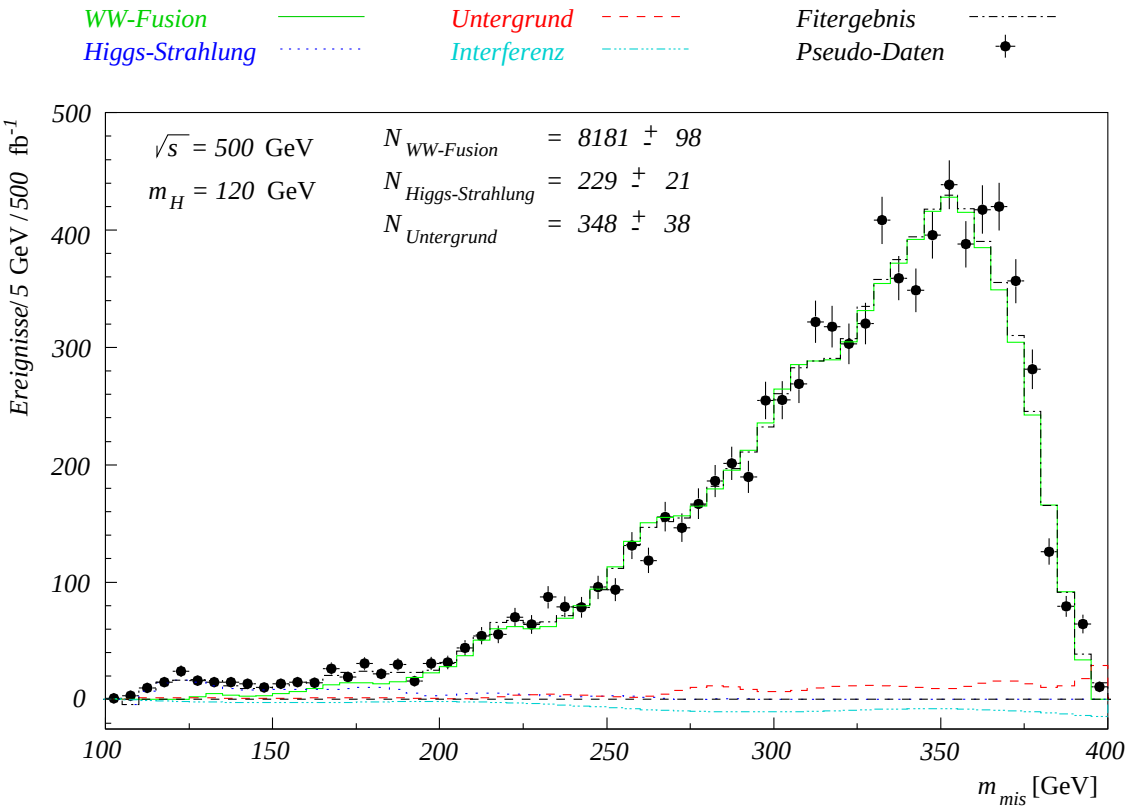

Abbildung 3.21: *Fit für* $m_H = 120\ GeV$ *und* $\sqrt{s} = 500\ GeV$.

zent zu bestimmen, obwohl die Selektion wie eingangs von Kap. 3.1 erwähnt nicht auf diesen Prozeß optimiert ist.

Im Falle der gleichen Higgsmasse $m_H = 120\,\mathrm{GeV}$ bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 500\,\mathrm{GeV}$ (Abb. 3.21) ist der Beitrag der WW–Fusion wieder dominant gegenüber der Interferenz und dem Untergrund. Zusätzlich wird durch die leicht andere Selektion wie bereits im letzten Kapitel beschrieben neben dem Untergrund auch auch die Higgs–Strahlung fast vollständig unterdrückt, so daß mit dieser Selektion keine große Genauigkeit $\Delta N/N$ auf den Parameter $N_{\mathrm{Higgs-Strahlung}}$ erreicht werden kann.

Die Genauigkeit des Fits auf die Anzahl $N_{\mathrm{WW-Fusion}}$ der WW–Fusion ist dagegen wegen der größeren Statistik –der Wirkungsquerschnitt steigt mit wachsender Schwerpunktsenergie– besser als für $\sqrt{s} = 350\,\mathrm{GeV}$.

Für schwere Higgs–Bosonen $m_H = 160\,\mathrm{GeV}$ (Abb. 3.22) ist das Verhältnis von Signal– und Untergrundereignissen etwa wesentlich ungünstiger. Auf-

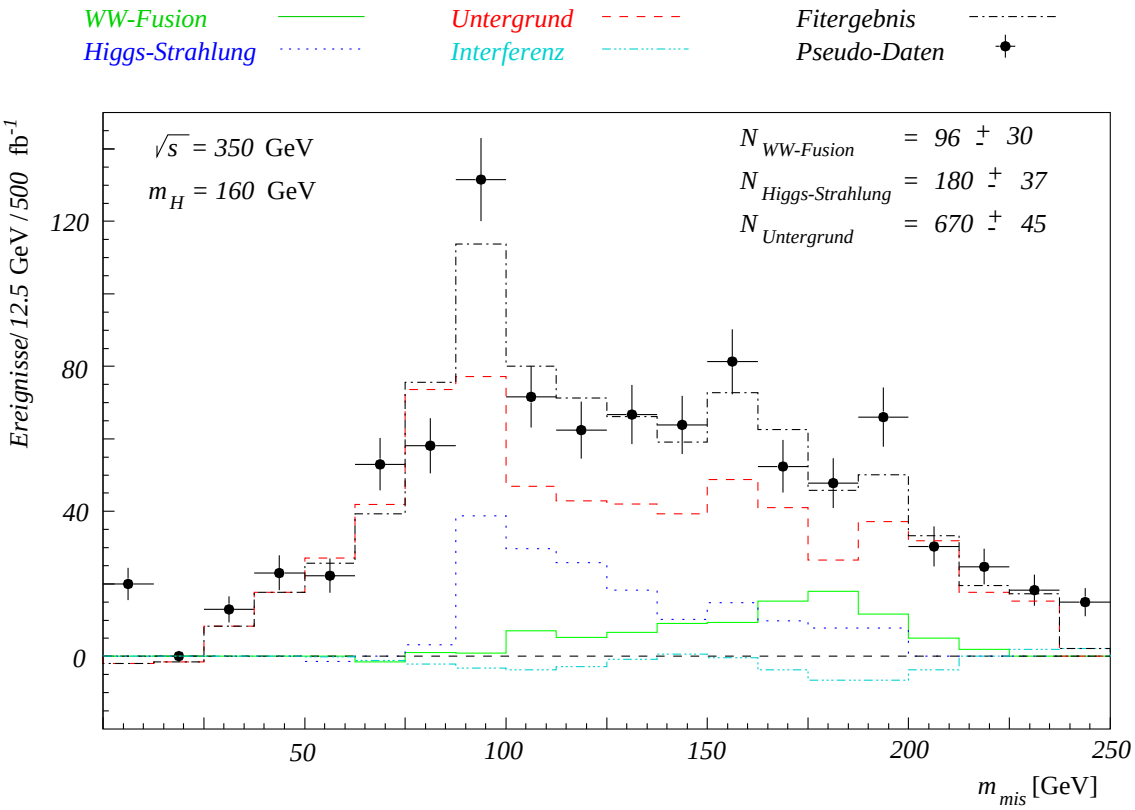

Abbildung 3.22: *Fit für* $m_H = 160\ GeV$ *und* $\sqrt{s} = 350\ GeV$.

grund der abfallenden Zerfallsrate BR($H \to b\bar{b}$) auf unter ein Prozent zerfallen nicht mehr genug Higgs–Bosonen in b–Quarks, um die Anzahl $N_{\mathrm{WW-Fusion}}$ ausreichend genau bestimmen zu können. Der Fehler des Fits beträgt über 30 %. Bei Schwerpunktsenergien von $\sqrt{s} = 500\,\mathrm{GeV}$ (Abb. 3.23) reichen die durch den höheren Wirkungsquerschnitt zusätzlch entstehenden Signalereignisse immerhin aus, um deren Anzahl auf 9.6 % genau zu bestimmen.

Eine komplette Zusammenstellung der Ergebnisse der Fits für alle Higgsmassen und Schwerpunktsenergien wird in Tab. 3.5 gegeben. Die in diesem Kapitel nicht gezeigten Graphiken zu den Higgsmassen $m_H = 130, 140, 150\,\mathrm{GeV}$ befinden sich in Anh. A.

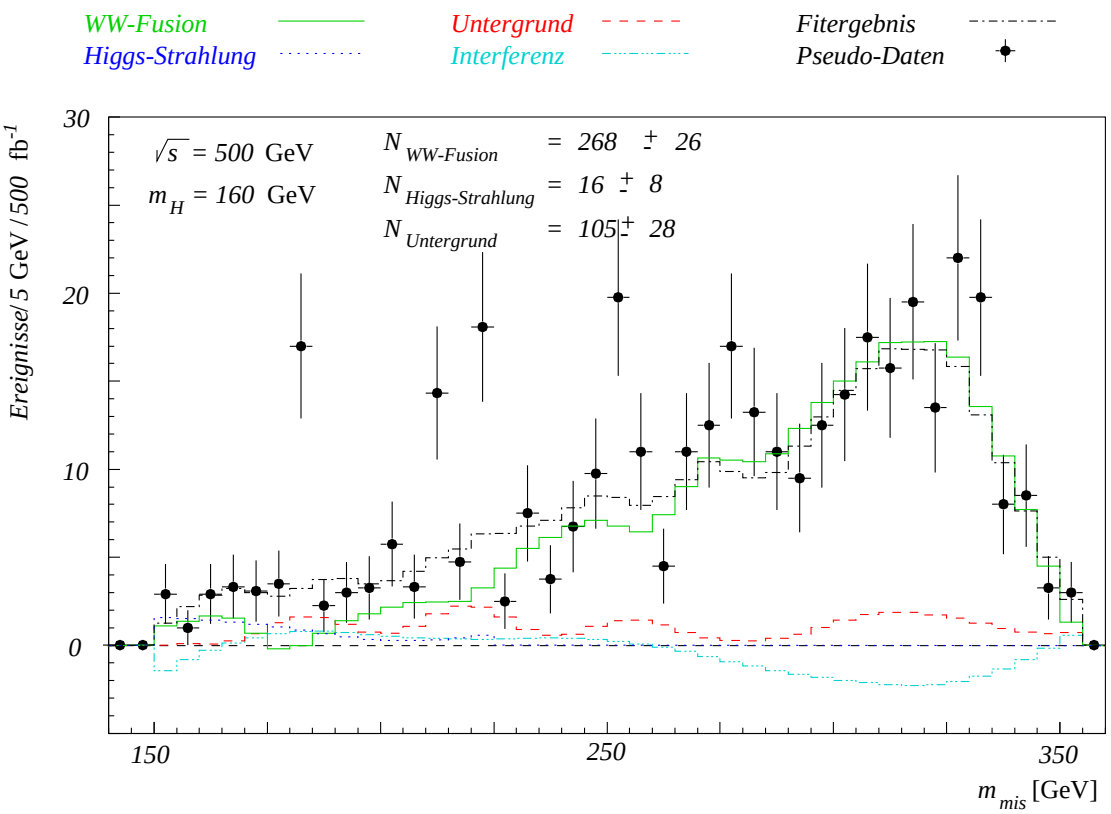

Abbildung 3.23: *Fit für $m_H = 160\ GeV$ und $\sqrt{s} = 500\ GeV$.*

$\sqrt{s}$ [GeV]	m_H [GeV]	$\Delta N_{\mathrm{WW-Fusion}}/N_{\mathrm{WW-Fusion}}$	$\Delta N_{\mathrm{Higgs-Strahlung}}/\Delta N_{\mathrm{Higgs-Strahlung}}$
350	120	2.2 %	2.6 %
	130	2.6 %	3.1 %
	140	4.0 %	4.2 %
	150	7.0 %	7.5 %
	160	30.9 %	20.6 %
500	120	1.2 %	nur geringe Statistik
	130	2.4 %	
	140	2.9 %	
	150	5.1 %	
	160	9.6 %	

Tabelle 3.5: *Die Ergebnisse der Fits für die Anzahl der Ereignisse der WW-Fusion und der Higgs-Strahlung*

3.3 Ergebnisse

Der gesamte Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\mathrm{WW-Fusion}}$ der WW–Fusion ist wie eingangs erwähnt gegeben durch

$$\sigma_{\mathrm{WW-Fusion}} = \frac{N_{\mathrm{WW-Fusion}}}{\epsilon \, \mathcal{L} \, \mathrm{BR}(H \to b\bar{b})}$$

Man kann davon ausgehen, daß die statistischen Fehler auf ϵ und $\mathcal{L}$ klein sind, so daß sich der gesamte Fehler für $\sigma_{\mathrm{WW-Fusion}}(tot)$ ergibt aus:

$$\frac{\Delta\sigma_{\mathrm{WW-Fusion}}}{\sigma_{\mathrm{WW-Fusion}}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta N_{\mathrm{WW-Fusion}}}{N_{\mathrm{WW-Fusion}}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \mathrm{BR}(H \to b\bar{b})}{\mathrm{BR}(H \to b\bar{b})}\right)^2}$$

Die Ergebnisse sind in Tab. 3.6 zusammengefaßt.

$\sqrt{s}$ [GeV]	m_H [GeV]	$\Delta N_{\mathrm{WW-Fusion}}/$ $N_{\mathrm{WW-Fusion}}$	$\Delta\mathrm{BR}(H \to bb)/$ $\mathrm{BR}(H \to b\bar{b})$	$\Delta\sigma_{\mathrm{WW-Fusion}}/$ $\sigma_{\mathrm{WW-Fusion}}$
350	120	2.2 %	2.5 %	3.3 %
	130	2.6 %	2.8 %*	3.8 %
	140	4.0 %	3.1 %	5.1 %
	150	7.0 %	5.4 %*	8.8 %
	160	30.9 %	12.7 %*	33.4 %
500	120	1.2 %	2.5 %	2.8 %
	130	2.4 %	2.8 %*	3.7 %
	140	2.9 %	3.1 %	4.2 %
	150	5.1 %	5.4 %*	7.4 %
	160	9.6 %	12.7 %*	15.9 %

Tabelle 3.6: *Die zu erwartenden Meßfehler dieser Analyse für den Wirkungsquerschnitte der WW–Fusion für alle untersuchten Higgsmassen und Schwerpunktsenergien. Die Werte für den Fehler auf das Verzweigungsverhältnis sind einer anderen Studie [9] entnommen. Die mit * markierten Werte sind Extrapolationen [20].*

Obwohl die Selektion nicht darauf optimiert wurde führte deer Fit auch zu großergEnauigkeit bei der Bestimmung der Anzahl N_{hz} Ereignisse aus der Higgs–Strahlung. Der gesamte Fehler $\Delta\sigma_{\mathrm{Higgs-Strahlung}}$ wird analog bestimmt wie der für die WW–Fusion. Tab. 3.7 faßt die Ergebnisse zusammen.

$\sqrt{s}$ [GeV]	m_H [GeV]	$\Delta\sigma_{\text{Higgs-Strahlung}}/\sigma_{\text{Higgs-Strahlung}}$
350	120	3.6 %
	130	4.2 %
	140	5.2 %
	150	9.2 %
	160	24.2 %

Tabelle 3.7: *Die zu erwartenden Meßfehler dieser Analyse für den Wirkungsquerschnitte der Higgs–Strahlung für alle untersuchten Higgsmassen bei einer Schwerpunktsenergie* $\sqrt{s} = 350$ *GeV.*

Kapitel 4

Die Breite des Higgs–Bosons

Die totale Zerfallsbreite Γ_H des Higgs–Boson wurde bereits in Kap. 1.3 diskutiert. Wie dort erwähnt kann dir totale Breite für Higgsmassen $m_H < 190\,\text{GeV}$ nicht direkt gemessen werden. Dadurch werden indirekte Methoden nötig.

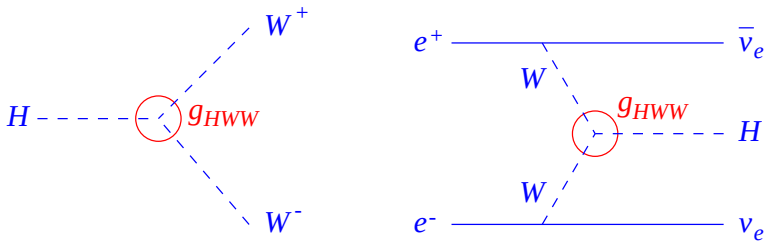

Abbildung 4.1: *Die Kopplung g_{HWW} bestimmt sowohl den Zerfall $H \to WW$ und somit die partielle Breite $\Gamma_H(H \to WW)$ (links) als auch den Wirkungsquerschnitt der WW–Fusion (rechts).*

Eine Möglichkeit zur indirekten Bestimmung der totalen Breite ist über die Messung der Kopplung g_{HWW} von Higgs–Bosonen an W–Bosonen. Diese Kopplung bestimmt die partielle Breite $\Gamma_H(H \to WW)$:

$$\Gamma_H(H \to WW) = \frac{g^2_{HWW}}{128\ \pi} m_W \left(12 - \frac{4\ m^2_H}{m^2_W} + \frac{12\ m^4_H}{m^4_W}\right)$$

und den Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\text{WW–Fusion}}$ der WW–Fusion:

$$\sigma_{\text{WW–Fusion}} = \frac{g^2_{HWW}}{32\pi^3} m^2_W \int_{\kappa_H}^1 \int_x^1 \frac{dx\ dy}{[1 + (y-x)/\kappa^2_W]} f(x,y)$$

$$f(x,y) = \left(\frac{2x}{y^3} - \frac{1+3x}{y^2} + \frac{2+x}{y} - 1\right)\left(\frac{z}{1+z}\log(1+z)\right) + \frac{x}{y^3}\frac{z^2(1-y)}{1+z}$$

mit $\kappa_H = m_H^2/s$, $\kappa_W = m_W^2/s$ und $z = y(x-\kappa_H)/(x\,\kappa_W)$.

(Alle Formeln nach [4]) Alle Terme der Formeln sind bekannt und experimentell bestätigt –wie etwa die Kopplungen des W–Bosons an Elektron und Neutrino– und können berechnet werden. Die Kopplung g_{HWW} kann somit experimentell bestimmt werden über die Messung des Wirkungsquerschittes der WW-Fusion. Die gemessene Kopplung kann dann eingesetzt werden, um $\Gamma_H(H \to WW)$ zu berechnen.

Die totale Breite Γ_H ist definiert durch

$$\Gamma_H = \frac{\Gamma_H(H \to WW)}{\mathrm{BR}(H \to WW)},$$

wobei das Verzweigungsverhältnis $\mathrm{BR}(H \to WW)$ ebenfalls gemessen werden kann. Eine entsprechende Analyse für die Messung bei TESLA wurde bereits durchgeführt [21]. Die erwarteten Meßgenauigkeiten sind in Tab. 4.1 aufgelistet.

Der Fehler $\Delta\Gamma_H$ auf diese Bestimmung der totalen Breite des Higgs–Bosons ist gegeben durch:

$$\frac{\Delta\Gamma_H}{\Gamma_H} = \sqrt{\left(\frac{\Delta\sigma_{fus}}{\sigma_{fus}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\mathrm{BR}(H \to WW)}{\mathrm{BR}(H \to WW)}\right)^2}$$

Die auf diese Weise bestimmten Fehler für die Bestimmung der totalen Breite $\Gamma_H(tot)$ des Higgs–Bosons sind in Tab. 4.1 zusmmengefaßt. Eine Bewertung und Diskussion der Ergebnisse fuindet in Kap. 5 statt.

m_H [GeV]	$\Delta\sigma_{fus}/\sigma_{fus}$	$\Delta\mathrm{BR}(H \to WW)/$ $\mathrm{BR}(H \to WW)$	$\Delta\Gamma_H(tot)/\Gamma_H(tot)$
120	2.8 %	5.4 %	6.1 %
130	3.7 %	3.3 %	5.0 %
140	4.2 %	2.5 %	4.9 %
150	7.4 %	2.2 %*	7.7 %
160	15.9 %	1.9 %*	16.0 %

Tabelle 4.1: *Die zu erwartenden Fehler bei der Bestimmung der totalen Breite des $\mathcal{SM}$ Higgs–Bosons. Die Werte für die Zerfallswahrscheinlichkeit sind einer anderen Studie [21] entnommen. Die mit * gekennzeichneten Werte sind Extrapolationen [22].*

Kapitel 5

Zusammenfassung und Diskussion der Ergebnisse

In dieser Analyse wurde gezeigt, daß es bei TESLA möglich sein wird, den Wirkungsquerschnitt der WW–Fusion für Higgs–Massen bis $m_H \leq 150\,\mathrm{GeV}$ mit einer Genauigkeit von 3 - 9 % bestimmen zu können. Da der Higgs–Zerfall $H \to b\bar{b}$ verwendet wurde ist die erwartete Meßgenauigkeit von dem entsprechenden Verzweigungsverhältnis abhängig. Die Fehler nehmen mit sinkender Zerfallsrate –also größerer Higgsmasse– zu. Wegen des höheren Wirkungsquerschnitts wird die Messung für größere Schwerpunktsenergien genauer. Tab. 5.1 zeigt die erwarteten Meßfehler auf dem Wirkungsquerschnitt der WW–Fusion nochmals im Überblick.

Ereignisse der Higgs–Strahlung wurden berücksichtigt, haben aber bei der Auswahl für die Schnitte der Selektion keine Rolle gespielt. Es kam zu keiner Optimierung hinsichtlich dieses Prozesses. Trotzdem ist es (wenigstens für $\sqrt{s} = 350\,\mathrm{GeV}$) möglich, mit der gezeigten Analyse den Wirkungsquerschnitt der Higgs–Strahlung ebenfalls im Prozent–Bereich zu bestimmen, siehe ebenfalls Tab. 5.1.

Für die Analyse wurden alle wichtigen Untergrundprozesse berücksichtigt. Abschätzend kann gesagt werden, daß diese Analyse und insbesondere der abschließende Fit robust gegen alle zusätzlichen, nicht berücksichtigten Untergrundprozesse ist.

Der Fit dieser Analyse ist relativ empfindlich auf die Wahl der Parameter für das Glätten der Referenzverteilungen. Eine grobe empirische Abschätzung führt zu einem systematischen Fehler von etwa einem halben Prozentpunkt.

Aus dem erwarteten Meßfehler für den Wirkungsquerschnitt läßt sich der

$\sqrt{s}$ [GeV]	m_H [GeV]	$\Delta\sigma_{\mathrm{WW-Fusion}}/\sigma_{\mathrm{WW-Fusion}}$	$\Delta\sigma_{\mathrm{Higgs-Strahlung}}/\sigma_{\mathrm{Higgs-Strahlung}}$
350	120	3.3 %	3.6 %
	130	3.8 %	4.2 %
	140	5.1 %	5.2 %
	150	8.8 %	9.2 %
	160	33.4 %	24.2 %
500	120	2.8 %	nur geringe Statistik
	130	3.7 %	
	140	4.2 %	
	150	7.4 %	
	160	15.9 %	

Tabelle 5.1: Erwartete Meßfehler für die Wirkungsquerschnitte von WW–Fusion und Higgs–Strahlung bei TESLA. Bei $\sqrt{s} = 500$ GeV ist eine einigermaßen genaue Bestimmung für die Higgs–Strahlung hier nicht möglich.

Fehler auf die indirekte Bestimmung der totalen Zerfallsbreite des Higgs–Bosons abschätzen. Die Ergebnisse werden in Tab. 5.2 zusammengefaßt. In die Bestimmung gehen drei fehlerbehaftete Größen ein: Das Ergebnis des in dieser Arbeit vorgestellten Fits sowie die Verzweigungsverhältnisse BR($H \to b\bar{b}$) und BR($H \to WW$) . Bei kleinen Higgsmassen dominiert BR($H \to WW$) den Gesamtfehler, ab $m_H = 140\,\mathrm{GeV}$ sind die beiden anderen Größen fehlerbestimmend.

m_H [GeV]	$\Delta\Gamma_H(tot)/\Gamma_H(tot)$
120	6.1 %
130	5.0 %
140	4.9 %
150	7.7 %
160	16.0 %

Tabelle 5.2: *Die zu erwartenden Fehler bei der Bestimmung der totalen Breite des $\mathcal{SM}$ Higgs–Bosons.*

Die erzielten Meßgenauigkeiten sind deutlich besser als für eine äquivalente Messung über die Higgs–Photon–Kopplung [23], wo eine erwartete Genauigkeit von 14 % fur eine Higgsmasse $m_H = 120\,\mathrm{GeV}$ ermittelt wurde. Diese Methode benötigt den Betrieb von TESLA als Compton–Collider. Dominiert

wird der Fehler für diese Analyse durch das kleine und somit nur ungenau zu bestimmende Verzweigungsverhältnis BR($H \to \gamma\gamma$). Die Untersuchung über die Higgs–W–Kopplung ist für die Bestimmung der Breite daher schon alleine wegen der höheren Anzahl erwarteter Ereignisse überlegen.

Wie bereits angedeutet stößt die Selektion des Zerfalls $H \to b\bar{b}$ bei Higgsmassen $m_H > 150\,\mathrm{GeV}$ an ähnliche Grenzen: Das Verzweigungsverhältnis und somit die Anzahl der Ereignisse in diesem Zerfallskanal reichen für präzise Messungen nicht mehr aus. Ein möglicher Ausweg wäre die Selektion des Endzustandes $H \to WW$, da dies der für alle größeren Higgsmassen der dominate Zerfall ist. Die Selektion zweier W–Bosonen ist jedoch ungleich schwieriger als die Selektion zweier b–Quarks. Trotzdem wird dies der einzig mögliche Weg sein, um den Wirkungsquerschnitt für WW–Fusion und die gesamte Zerfallsbreite auch für schwerere Higgs–Bosonen ähnlich genau zu bestimmen, wie es für leichte Higgs–Bosonen gezeigt wurde.

Anhang A

Alle weiteren Fitergebnisse

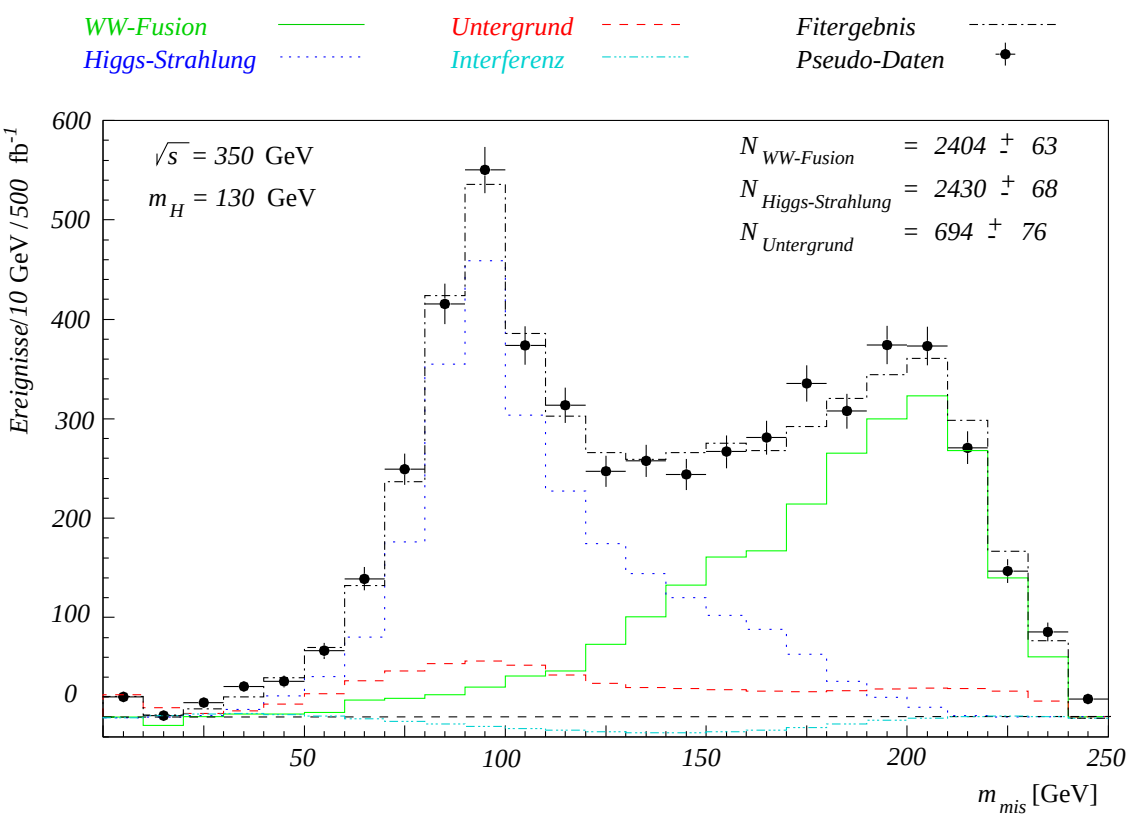

Abbildung A.1: *Fit für* $m_H = 130\ GeV$ *und* $\sqrt{s} = 350\ GeV$.

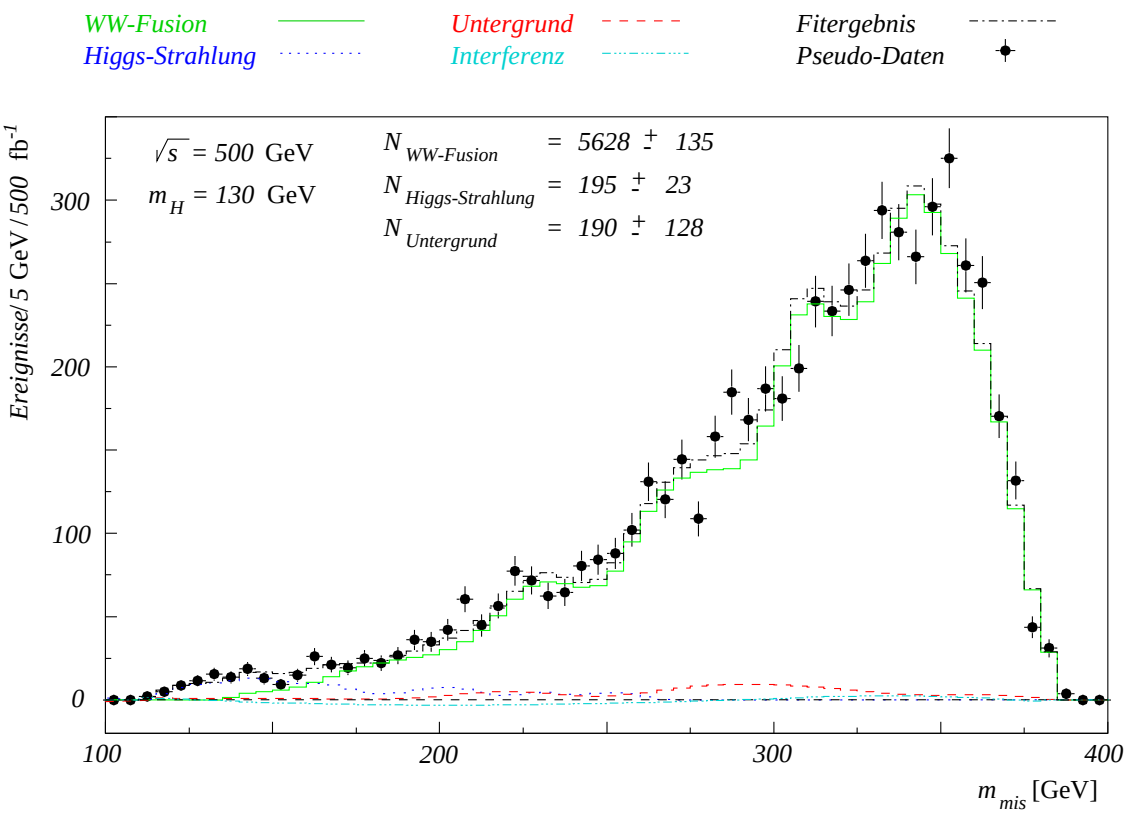

Abbildung A.2: *Fit für* $m_H = 130\ GeV$ *und* $\sqrt{s} = 500\ GeV$.

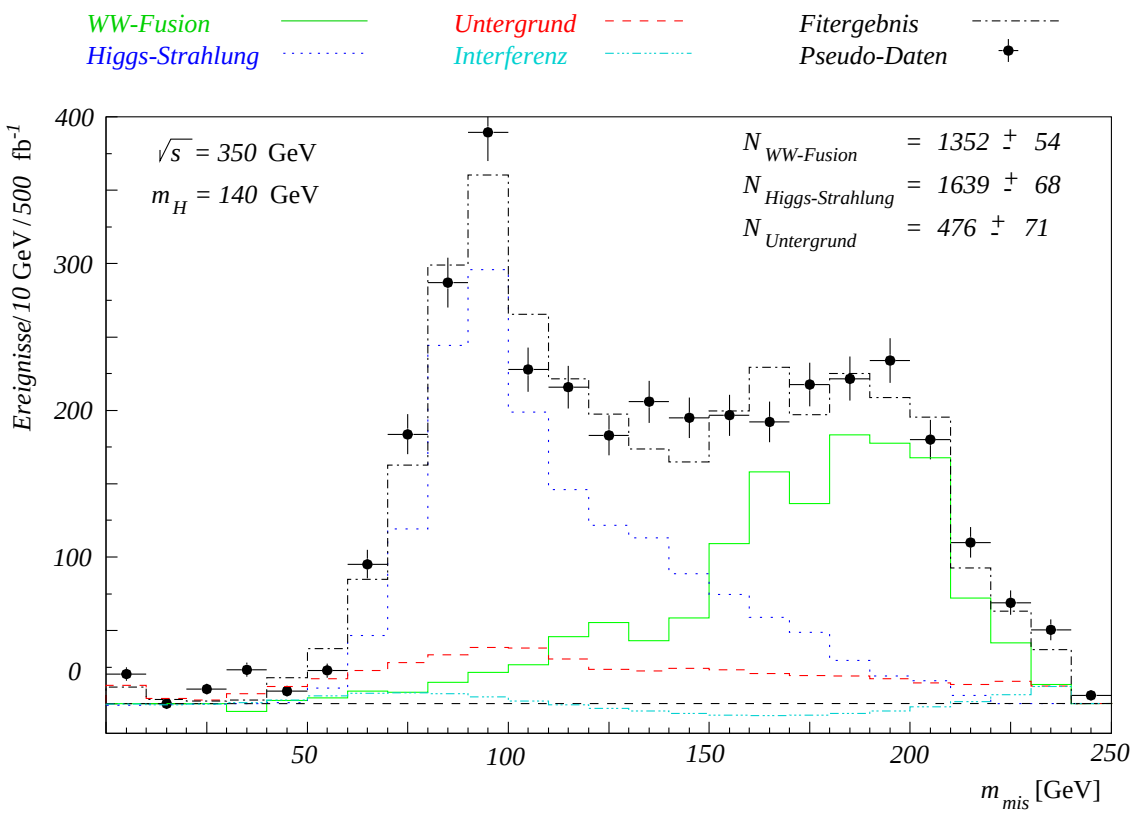

Abbildung A.3: *Fit für* $m_H = 140\ GeV$ *und* $\sqrt{s} = 350\ GeV$.

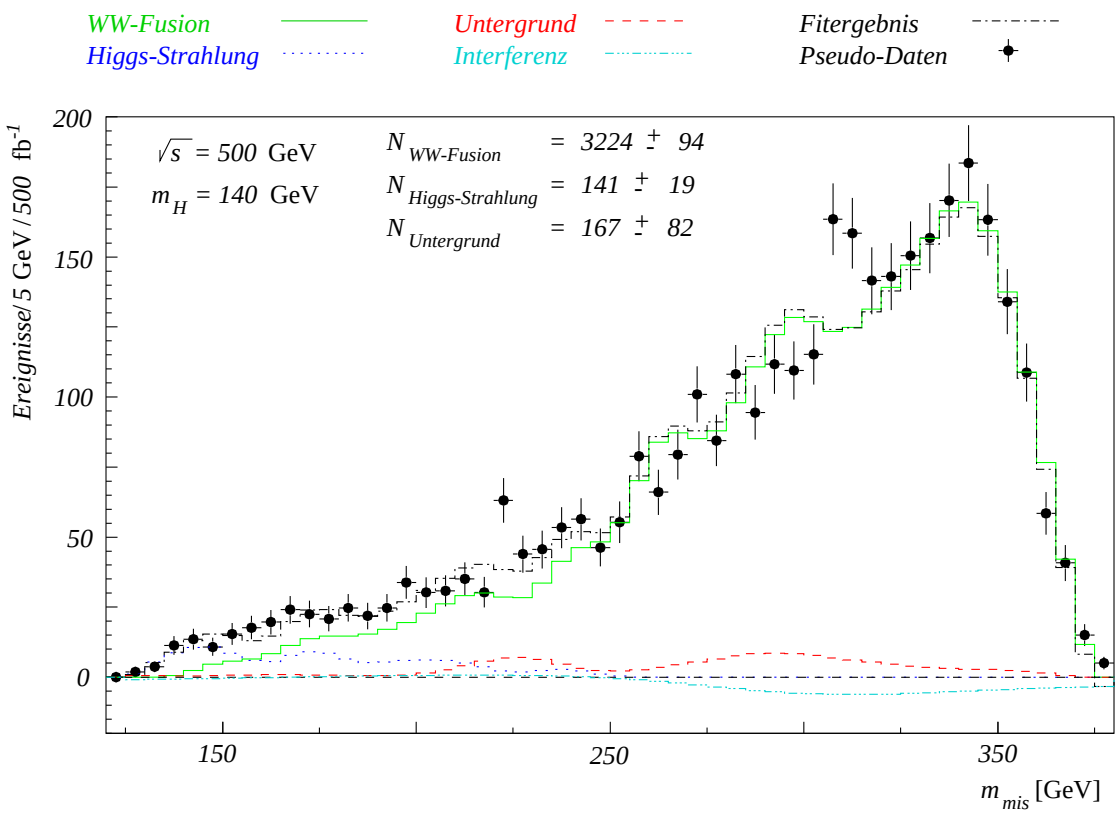

Abbildung A.4: *Fit für* $m_H = 140\ GeV$ *und* $\sqrt{s} = 500\ GeV$.

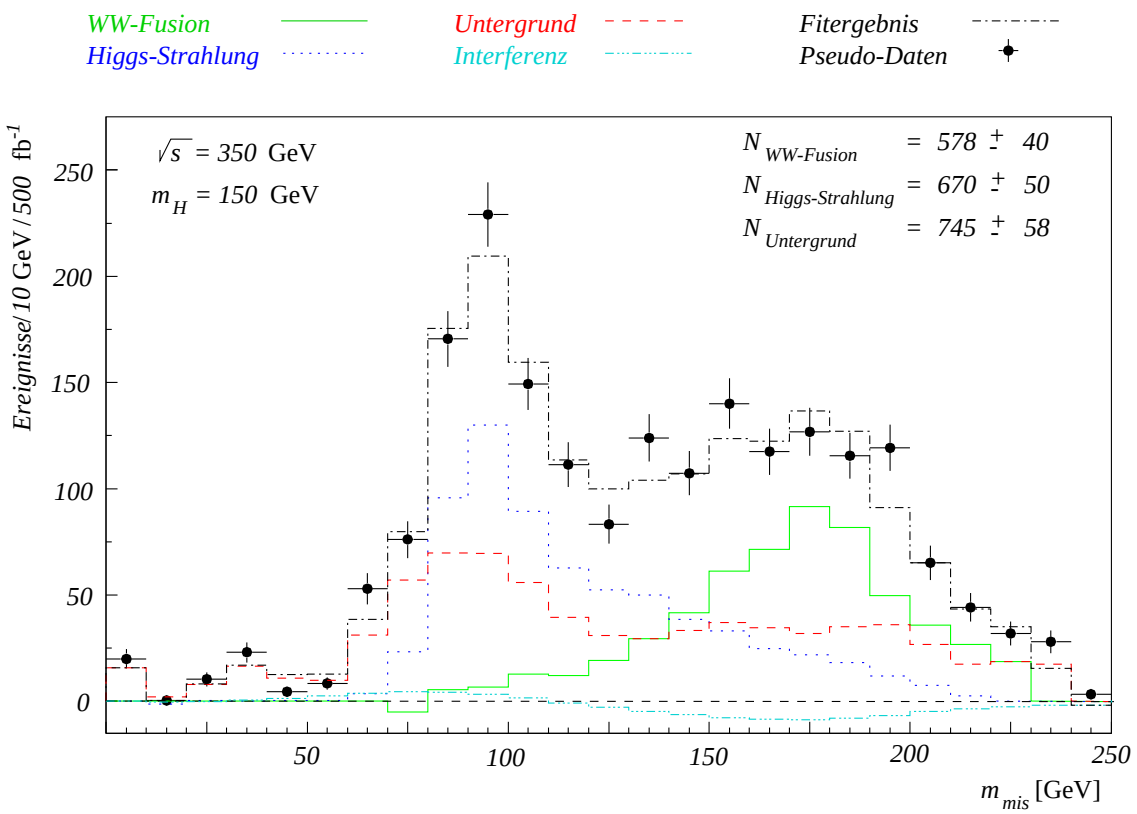

Abbildung A.5: *Fit für* $m_H = 150\ GeV$ *und* $\sqrt{s} = 350\ GeV$.

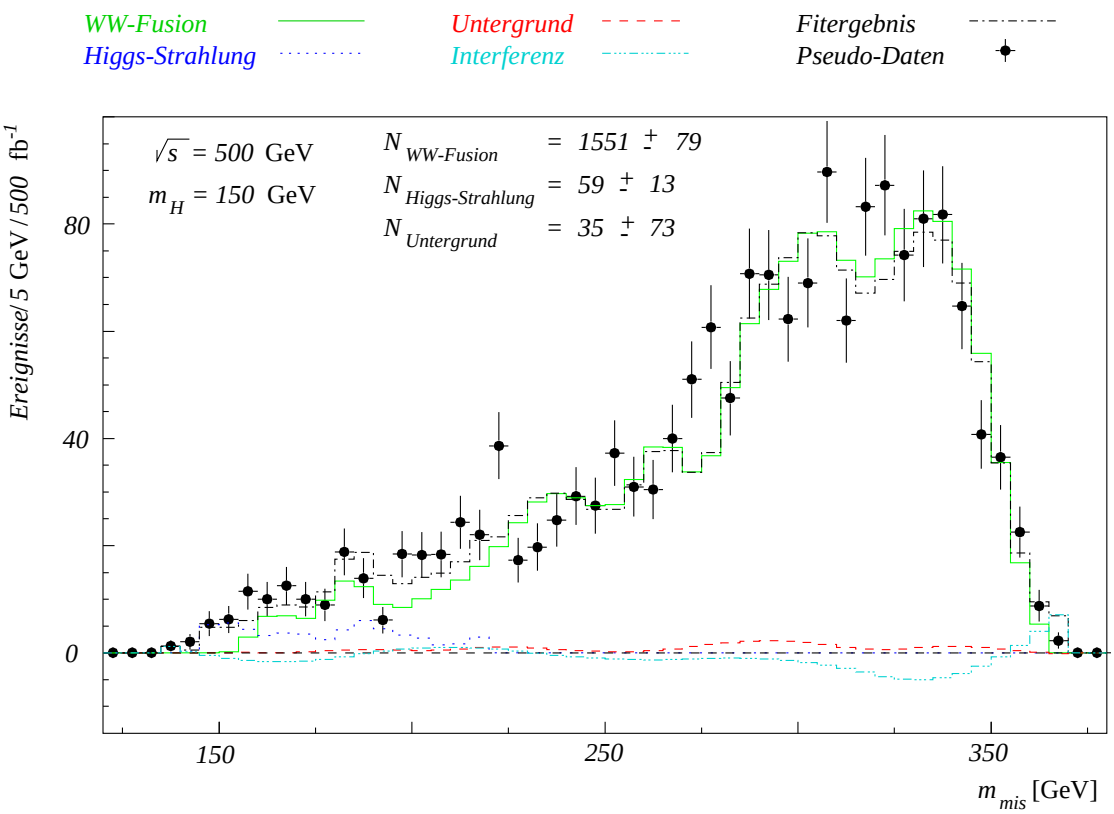

Abbildung A.6: *Fit für* $m_H = 150\ GeV$ *und* $\sqrt{s} = 500\ GeV$.

Anhang B

WHiZard

WHiZard von Wolfgang Kilian [24] (*W*, *Hi*ggs, *Z* *a*nd *r*espective *d*ecays) ist ein Generator für beliebige Vier–Fermion–Prozesse. Das Programm verwendet Matrixelemente, die wahlweise mit CompHEP [25] oder MADGRAPH [26] berechnet wurden und integriert daraus die Wirkungsquerschnitte für die jeweils betrachteten Prozesse. Ausgegeben werden die Vier–Impulse sowie die Identitäten der vier Fermionen im Endzustand.

Der Vorteil von WHiZard ist, daß bei der gemeinsamen Simulation meherer Prozesse alle auftretenden Interferenzterme berücksichtigt werden. Gerade für die hier vorgestellte Analyse war deshalb dieses Programm die erste Wahl.

Abb. B.1 zeigt ein Beispiel für WHiZard. Gezeigt ist die Verteilung der invarianten Masse m_{mis} des Neutrino–Paares aus WW–Fusion und Higgs–Strahlung zusammen mit dem Beitrag der Interferenz dieser beiden Prozesse.

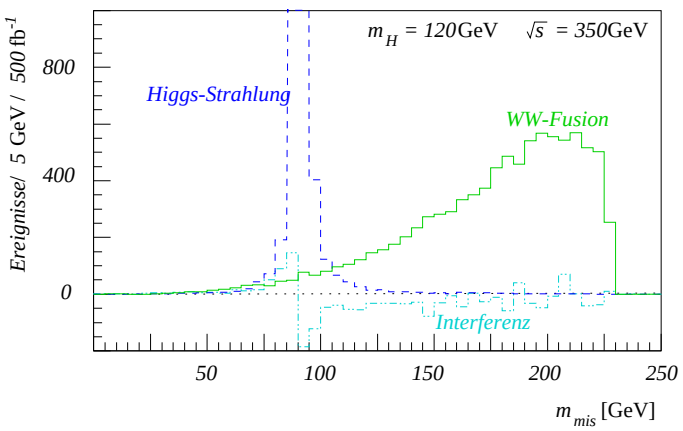

Abbildung B.1: *Die Verteilung der invarianten Masse m_{mis} der beiden Neutrinos für WW–Fusion, Higgs–Strahlung und die Interferenz beider Prozesse.*

Anhang C

Parametrisierungen für den *b*–Tag

b–Quarks könen aufgrund ihrer Massse nicht in t–Quarks zerfallen, wodurch nur der Cabbibo–verbotene Übergang $b \to cW^-$ bleibt. Dies führt dazu, daß Hadronen mit b–Quarks –in erster Linie sind dies B–Mesonen– sehr lange leben und Zerfallslängen von mehreren Millimetern erreichen. Jets, die aus der Hadronisierung eines b–Quarks entstanden sind, weisen daher folgende Eigenschaften auf:

Mehrere Spuren des Jets haben große Impact–Parameter[1]

Einige Spuren des Jets treffen sich an einem Punkt, der nicht der Primäre Wechselwirkungspunkt ist. Dies ist ein Indiz für den Zerfallsvertex des b–Hadrons.

Aufgrund dieser experimentellen Daten berechnen neuronale Netzwerke, mit welcher Wahrscheinlichkeit der betrachtete Jet aus einem b–Quark hervorgegangen ist. Diese Analyse nennt man b–Tag. Analog kann man c–Quarks identifizieren, man spricht dann von c–Tag. Bei TESLA wird erstmals ein effektiver c–Tag möglich sein.

Für `SIMDET` ist ein echter b–Tag zur Zeit noch nicht möglich. Für Analysen wie die hier vorgestellte Bestimmung des Wirkungsquerschnittes der WW–Fusion, die keine echte Messung darstellen, bietet es sich daher an, den b–Tag zu parametrisieren:

Es gibt einen freien Parameter für einen b–Tag. Dies ist die Effizienz $b_{eff} = N_b(b\text{–Tag erfolgreich})/N_b(\text{gesamt})$, mit der b–Quarks erkannt werden. Analog

[1] Impact–Parameter heißt wörtlich "Stoßparameter" und bezeichnet den minimalen Abstand einer Spur zum Wechselwirkungspunkt. Meist verwendet man die Projektion in zwei orthogonale Ebenen, für gewöhnlich r–ϕ und r–z.

nennt man die Wahrscheinlichkeit, daß ein c–Quark oder ein leichtes Quark uds erkannt werden c_{prob} bzw. uds_{prob}. Für größere Werte von b_{eff} steigt auch die Zahl der mißinterrpretierten c– und uds–Quarks, also die Werte für c_{prob} und uds_{prob}. Die genauen Abhängigkeiten folgen aus der Leistungsfähigkeit des b–Tags und sind sehr gut parametrisierbar.

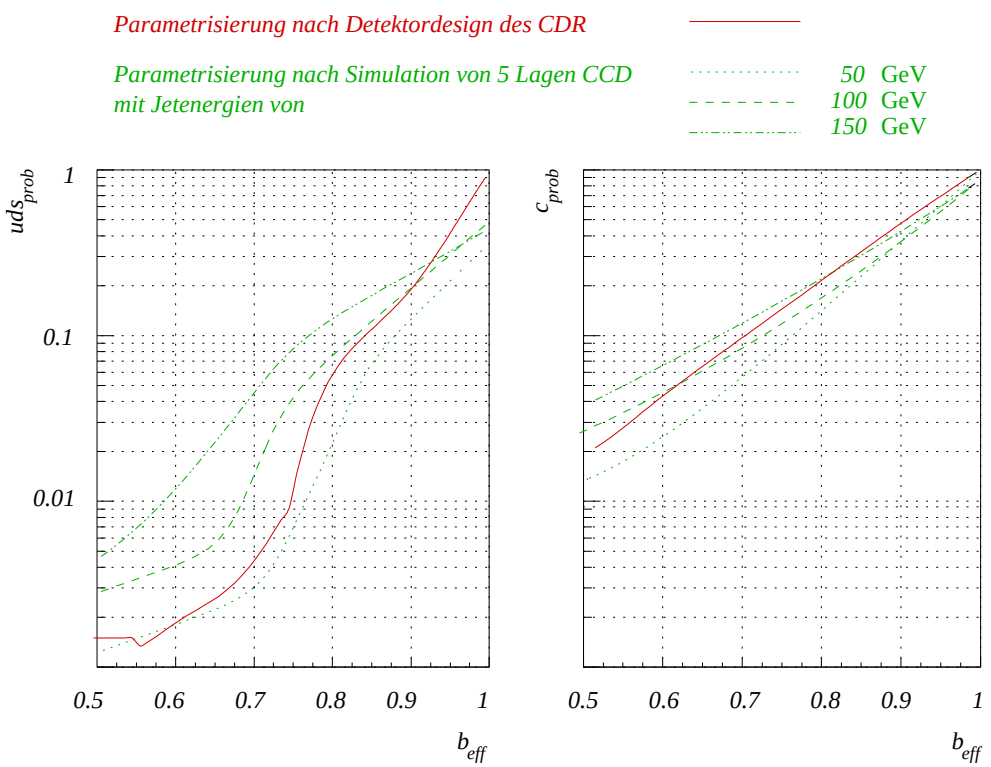

Abbildung C.1: *Vergleich der beiden Parametrisierungen für den b–Tag; Wird noch bearbeitet*

Für den Fall des TESLA–Detektors gibt es zwei b–Tag Parametrisierungen. Die ältere Prozedur `BTAG_LC` [19] benutzt als Grundlage den im CDR [15] vorgeschlagenen Detektor. Der neuere Algorithmus `BCTPAR` [18] parametrisiert dagegen die Simulation eines 5–lagigen CCD Vertexdetektors (vgl. 1.4.3) mit b–Tag–Analyse durch ein neuronales Netzwerk. Diese Prozedur parametrisiert wahlweise b– oder c–Tag und benutzt als weitere Eingabegröße die Energie des jeweiligen Jets. Dies berücksichtigt, daß die Zerfallslängen langlebiger Teilchen von dem Faktor $\gamma = E/m$ abhängen. Abb. C.1 zeigt einen Vergleich beider Algorithmen.

Legt man die typische Häufigkeiten für die verschiedenen Jet–Energien bei TESLA zugrunde, so stellt die ältere Parametrisierung im wesentlichen

eine Mittelung über alle Jetenergien der neueren Parametrisierung dar. Beide Prozeduren beschreiben also b–Tags mit vergleichbarer Leistungsfähigkeit. Da aber die energieabhängige Parametrisierung das Enegiespektrum in der Analyse verschieben kann, wird diese verwendet.

Literaturverzeichnis

[1] S. L. Glashow, Nucl. Phys. **22** (1961) 597;
S. Weinberg, Phys. Rev.Lett. **19** (1967) 1264;
A. Salam, *Elementary Particle Theory*, ed. N. Svartholm (Almquist and Wiksells, Stockholm, 1968), 367

[2] P. W. Higgs, Phys. Lett. **12** (1964) 132; Phys. Lett. **13** (1964) 508

[3] H. E. Haber, G. L. Kane, Phys. Rep. **117** (1985) 75;
H. P. Nilles, Phys. Rep. **110** (1984) 1;
M. Drees, KEK-TH-501, November 1996

[4] M. Spira, P. M. Zerwas, *Electroweak Symmetry Breaking and Higgs Physics*, hep-ph/9803257 v2

[5] A. Straessner, *Measurement of the Mass of the W–Boson at LEP and Determination of Electroweak Parameters*, Vortrag auf der XXXVth Rencontres de Moriond, "Electroweak Interaction and Unified Theories", März 2000

[6] P. Garcia-Abia, W. Lohmann, *Measurement of the Higgs Cross Section and Mass with Linear Colliders*, hep-ex/9908065

[7] B. Aume et al., *The Superconducting TESLA Cavities*, physics/0003011

[8] C. Hensel, *Beam Induced Background at a TESLA Detector*, LC-DET-2000-001

[9] M. Battaglia, *Measuring Higgs Branching Ratios an telling the SM from a MSSM Higgs Boson at the e^+e^- Linear Collider*, hep-ph/9910271

[10] T. Sjöstrand, `PYTHIA 5.7` *and* `JETSET 7.4` – *Physics and Manual*, zusammen mit den Neuerungen für `PYTHIA 6.1` zu beziehen unter `http://www.thep.lu.se/ torbjorn/Pythia.html`

[11] A. Djouadi et al., `HDECAY`*: a Program for Higgs Boson Decays in the Standard Model and its Supersymmetric Extension*, hep-ph/9704448

[12] K. Desch, S. Söldner–Rembold, persönliche Gespräche

[13] Th. Ohl, K*ιρκη Version 1.02β: Beam Spectra for Simulating Linear Collider Physics*, hep-ph/96-7454-rev

[14] M. Pohl und H. J. Schreiber, *SIMDET Version 3 – A Parametric Monte Carlo for a TESLA Detector*, DESY 99-030

[15] R. Brinkmann et al., *Conceptual Design of a 500 GeV e^+e^- Linear Collider with Integrated X-Ray Laser Facility*, DESY 1997-048

[16] Für `SIMDET` wurden Abb. 2.2.6 und 2.2.7 in Kapitel 2.2.4 des CDR [15], Seiten 152 ff., parametrisiert.

[17] Y. Dokshitzer, J.Phys. **G17**, (1991), 1537;
N. Brown, W. J. Stirling, Phys. Lett. **B252** (1990) 657;
S. Bethke et al., Nucl. Phys. **B370** (1992) 310;
S. Catani et al., Phhys. Lett. **B269** (1991),432;
N. Brown, W. J. Stirling, Z. Phys. **C53** (1992) 629

[18] R. Hawkings, *Vertex detector and flavour tagging studies for the TESLA linear collider*, LC-PHSM-2000-021

[19] M. Battaglia, `FORRTRAN 77`-Prozedur `BTAG_LC`

[20] M. Battaglia, persönliches Gespräch. Extrapolationen der Werte sind zulässig, da der Fehler der Studie [9] rein statistisch ist.

[21] G. Borisov, F. Richard, *Precise measurement of Higgs decay rate into WW^* at future e^+ e^- Linaear Colliders and theoretical consequences*, hep-ph/9905413

[22] F. Richard, persönliches Gespräch. Extrapolationen der Werte sind zulässig, da der Fehler der Studie [21] rein statistisch ist.

[23] G. Jikia, S. Söldner-Rembold, *Light Higgs Production at the Compton Collider*, hep-ph/9910366

[24] Wolfgang Kilian, Universität Karlsruhe.
`e-mail: wolfgang.kilian@uni-karlsruhe.de`

[25] E. Boos et al., Moscow State University Preprint SNUTP-94-116 und hep-ph/9503280
P. Baikov et al. in *Proc. of the Xth Int. Workshop on High Energy Physics and Quantum Field Theory*, QFTHEP-95
A. Pukhov et al., hep-ph/9908288

[26] T. Stelzer, W. F. Long, Comput. Phys. Commun. **81** (1994) 357-371

Danksagung und Versicherung

Ich bewundere Jan Ullrich, aber meine "Tour de France", in Fachkreisen "Tour der Leiden" genannt, war auch nicht ohne. Trotzdem hatte ich im vergangenen Jahr viel Spaß und möchte hiermit allen danken, die mir geholfen haben, schließlich doch noch das Ziel zu erreichen .

Mein besonderer Dank gilt Prof. Dr. R.-D. Heuer für die interessante Aufgabenstellung und die engagierte Betreuung meiner Diplomarbeit, Dr. K. Desch für nicht nur fachhlichen Beistand während allen Höhen und Tiefen sowie Prof. Dr. V. Blobel für die Übernahme des Zweitgutachtens.

Die Mitglieder der Gruppe FLC haben mich herzlich in ihrer Mitte aufgenommen und mit vielen Ratschlägen, Tipps und Tricks entscheidend zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Nicht unerwähnt bleiben sollen auch W. Kilian (Karlsruhe), M. Battaglia (Helsinki) sowie G. Borisov und F. Richard (Orsay), ohne deren Arbeiten diese Diplomarbeit nicht möglich gewesen wäre.

Und dann gibt es natürlich noch die zahlreichen Freunde und Verwandte, die mich unbemerkt im Hintergrund immer unterstützt haben. Auch wenn viele von ihnen diese Arbeit nicht lesen wollen/werden/können, so schulde ich ihnen doch den meisten Dank.

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

Hamburg, den 6. Juli 2000

(Niels Meyer)