Suche nach assoziierter Produktion von Higgs– und Z^0–Bosonen mit Zerfall in Quarks oder Gluonen am OPAL–Experiment

Der Fakultät für Mathematik, Informatik und Naturwissenschaften der Rheinisch–Westfälischen Technischen Hochschule Aachen vorgelegte Dissertation zur Erlangung des akademischen Grades eines Doktors der Naturwissenschaften

von

Diplom–Physikerin

Jenny Böhme

aus Hamburg

Kurzfassung

Diese Arbeit stellt erstmals eine Suche nach dem Higgsstrahlungsprozeß $e^+e^- \to Z^* \to Z^0h^0$ im 4–Jet–Kanal vor, die auf alle hadronischen Zerfälle des Higgsbosons sensitiv ist und die daher in allgemeinerem Rahmen als dem Standardmodell oder seiner minimalen supersymmetrischen Erweiterung interpretiert werden kann. Bei der Suche nach dem Standardmodell–Higgsboson, das für bei LEP relevante Massen vorwiegend in b–Quark–Paare zerfällt, ist die Identifizierung von b–Jets das wichtigste Instrument zur Unterdrückung des Untergrundes. Insbesondere im 4–Jet–Kanal, in dem nicht nur das Higgs–, sondern auch das Z^0–Boson hadronisch zerfällt, ist eine flavour–unabhängige Analyse hingegen allein auf kinematische Information angewiesen, um Signal und Untergrund voneinander zu trennen. Dennoch ist der 4–Jet–Kanal besonders interessant, da sein relatives Verzweigungsverhältnis mehr als 60% beträgt. Daher wurden im Rahmen dieser Arbeit neue Konzepte entwickelt, um eine flavour–unabhängige Analyse im 4–Jet–Kanal zu ermöglichen. Diese wurde auf die im Jahre 1998 bei einer Schwerpunktsenergie von 189 GeV von OPAL aufgezeichneten Daten angewendet, die einer integrierten Luminosität von etwa 170 pb^{-1} entsprechen. Da keine Anzeichen für ein Higgssignal in den Daten gefunden werden konnten, wurden Ausschlußgrenzen auf den Produktionswirkungsquerschnitt berechnet und im Rahmen von Zwei–Higgsdublett–Modellen sowie in modellunabhängiger Weise interpretiert.

Abstract

This thesis presents for the first time a search for the Higgsstrahlung process $e^+e^- \to Z^* \to Z^0h^0$ in the 4–jet channel, which is sensitive to all hadronic decay modes of the Higgs boson and which can therefore be interpreted in more general frameworks than the Standard Model or its minimal supersymmetric extension. In searches for the Standard Model Higgs boson, which decays predominatly into pairs of b quarks for masses relevant at LEP, the identification of b quark jets is a very important tool to supress background processes. Especially in the flavour independent 4–jet channel, with not only the Higgs but also the Z^0 boson decaying hadronically, kinematical information is the only means to separate signal from background. The 4–jet channel is nevertheless most interesting, because its braching ratio amounts to more than 60%. Therefore new concepts have been developed within this thesis in order to make a flavour independent search in the 4–jet channel possible. This analysis has been applied to the experimental data collected in 1998 with the OPAL detector at a center of mass energy of 189 GeV which correspond to an integrated luminosity of 170 pb^{-1}. Since no signal has been observed, the results are presented as upper limits on the production cross section and are interpreted within the framework of Two–Higgs–Doublet–Models as well as in a model independent way.

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Nach heutiger Erkenntnis setzt sich sämtliche Materie aus Fermionen, genauer gesagt Quarks und Leptonen, als kleinsten Bausteinen zusammen. Diese können durch den Austausch von Bosonen in Interaktion treten. Das Photon als Austauschteilchen der elektromagnetischen Wechselwirkung ist masselos, ebenso die Gluonen als Überträger der starken Wechselwirkung, die bewirkt, daß sich Quarks stets zu Hadronen, wie beispielsweise Protonen oder Neutronen, zusammenschliessen. Anders ist dies im Falle der u.a. für den radioaktiven β–Zerfall verantwortlichen schwachen Wechselwirkung, deren Austauschteilchen, die Z^0–, W^+– und W^-–Bosonen, fast 100mal schwerer sind als ein Proton. Daher besitzt diese Wechselwirkung nur eine sehr begrenzte Reichweite und ist bei Energien, gegenüber denen die Masse der Austauschteilchen nicht vernachlässigt werden kann, deutlich schwächer als die anderen beiden oben erwähnten.

Besäßen $W^\pm$– und Z^0–Bosonen ebenfalls keine Masse oder betrachtete man nur so große Energien, daß ihre Massen dagegen vernachlässigbar klein sind, so ließen sich elektromagnetische und schwache Wechselwirkung als verschiedene Ausprägungen einer „elektroschwachen“ Wechselwirkung auffassen und durch eine gemeinsame Quantenfeldtheorie beschreiben. Bei heute experimentell zugänglichen Energien ist diese Annahme allerdings nicht gerechtfertigt, so daß die Symmetrie zwischen elektromagnetischer und schwacher Wechselwirkung nicht beobachtet werden kann, sondern „gebrochen“ ist. Der noch unbekannte Mechanismus, der diese Symmetriebrechung bewirkt, muß eng mit dem Grund verknüpft sein, warum gerade die und nur die Austauschteilchen der schwachen Wechselwirkung massiv sind.

Ordnet man den $W^\pm$– und Z^0–Bosonen ihre experimentellen Massenwerte zu und fügt diese „von Hand“ in die elektroschwachen Theorie ein, wie man es für Quarks und Leptonen tun könnte, so erwachsen daraus tiefgreifende Probleme. Als Beispiel sei genannt, daß der Wirkungsquerschnitt für die Streuung zweier longitudinal polarisierter $W^\pm$–Bosonen dann mit zunehmender Energie der Bosonen über alle Grenzen anwachsen würde, was fundamenale Gesetze wie die Erhaltung der Wahrscheinlichkeit verletzt.

Der einzige Ausweg ist, die Massen der Austauschteilchen auf dynamische Weise zu erzeugen. Eine Möglichkeit, dies zu tun, besteht darin anzunehmen, daß die $W^\pm$– und

Z^0–Bosonen (oder auch die Quarks und Leptonen) nicht elementar, sondern aus noch unbekannten Teilchen zusammengesetzt sind, was ihnen einen zusätzlichen inneren Freiheitsgrad verleiht. Die Masse der Bosonen entsteht dann aus der Masse ihrer Bausteine und, wie es insbesondere beim Proton der Fall ist, aus deren Bindungsenergie. Nach Anzeichen für solche noch kleineren Bausteine wurde bisher experimentell vergeblich gesucht.

Möchte man an der Annahme festhalten, daß Quarks, Leptonen und Austauschbosonen, wie wir sie heute kennen, elementar sind, so kann man die Masse von $W^\pm$– und Z^0–Bosonen anstatt durch einen zusätzlichen inneren Freiheitsgrad auch durch einen weiteren äußeren Freiheitsgrad, nämlich die Wechselwirkung mit einem neuen Feld, erzeugen. Man muß dann allerdings in Kauf nehmen, daß sich die Anregungen dieses Feldes als mindestens ein neues Teilchen, das sogenannte Higgsboson, manifestieren. Dieses Szenario ist das einfachste, welches alle experimentellen Beobachtungen beschreibt und wird als das Standardmodell der Elementarteilchenphysik bezeichnet.

Aus theoretischer Sicht ist es natürlicher, die Massen der $W^\pm$– und Z^0–Bosonen und damit die Brechung der elektroschwachen Symmetrie durch die Wechselwirkung mit einem Higgsfeld zu erklären, als durch eine innere Struktur der heutigen Elementarteilchen. Insbesondere im einfachsten Fall von genau einem Higgsboson lassen sich aus dem bisherigen Kenntnisstand über die elektroschwachen Wechselwirkung sehr präzise Anforderungen ableiten, denen das Higgsboson genügen muß, um tatsächlich die Massen der $W^\pm$– und Z^0–Bosonen erklären zu können. Die einzige unbekannte Größe ist in diesem Fall die Masse des Higgsbosons. Die Entdeckung eines Higgsbosons oder aber der Ausschluß seiner Existenz über einen möglichst großen Massenbereich ist daher zur Zeit eine der wichtigsten Aufgaben der experimentellen Teilchenphysik, die weitreichende Konsequenzen für unser Verständis der kleinsten Bausteine der Materie mit sich bringt.

Der Speicherring LEP[1] am CERN[2] bei Genf, in dem Elektronen und Positronen auf derzeit weltweit höchste Energien beschleunigt und dann zur Kollision gebracht werden, ist ein einzigartiges Laboratorium, um nach Higgsbosonen und anderen neuen Teilchen zu suchen. Im Falle des einfachsten Higgssektors, der genau ein physikalisches Higgsboson beinhaltet, ist eine der wichtigsten Eigenschaften des Higgsbosons, daß es im bei LEP zugänglichen Massenbereich vornehmlich in Paare aus b– und Anti–b–Quarks zerfällt, die experimentell gut von anderen Quarksorten getrennt werden können. Dies unterscheidet etwaige Higgszerfälle von denen der $W^\pm$– und Z^0–Bosonen, die bei LEP in großen Mengen produziert werden und die in den meisten anderen experimentellen Aspekten dem ähneln, was man auch für Higgsbosonen erwarten würde.

Allerdings gibt es Gründe anzunehmen, daß in der Natur nicht der einfachst mögliche Higgssektor realisiert ist. Nimmt man an, daß dem heute Beobachtbaren eine fundamentalere Symmetrie wie beispielsweise Supersymmetrie zwischen Fermionen und Bosonen zugrunde liegt, so benötigt man einen komplizierter aufgebauten Higgssektor. Dann kann die Annahme, daß das Higgsboson vornehmlich in b–Quark–Paare zerfällt, ihre Gültigkeit verlieren, da Zerfälle in andere Quarksorten oder Gluonen bevorzugt sein können. Daher ist es wichtig, nach Higgsbosonen zu suchen, ohne von den speziellen Eigenschaften der

[1] Large Elektron Positron Collider
[2] Centre Européen de la Recherche Nucléaire

b–Quarks Gebrauch zu machen. Dies ist allerdings keine leichte Aufgabe, da es bei LEP viele andere Prozesse gibt, die in fast allen anderen experimentellen Aspekten der Erzeugung von Higgsbosonen sehr ähnlich sind und zudem viel häufiger auftreten, als man es für den gesuchten Prozeß erwartet.

Die wichtigste Möglichkeit, bei LEP Higgsbosonen zu erzeugen, ist die „Higgsstrahlung“, bei der das Higgsteilchen in Assoziation mit einem Z^0–Boson erzeugt wird. Das Z^0–Boson zerfällt in etwa 70% der Fälle in ein Paar von Quarks, die wie die Paare von Quarks oder Gluonen aus dem Higgszerfall in eine Vielzahl von Hadronen fragmentieren, wobei die von einem Quark oder Gluon stammenden Hadronen eng gebündelt als sogenannte „Jets“ auftreten. Der häufigste Endzustand, den man im Detektor zu beobachten erwartet, und der den größten Beitrag zur erwarteten Signalrate liefert, besteht somit aus vier Jets. Im allgemeinen Fall, d.h. ohne die Annahme, daß die zwei Jets aus dem Higgszerfall durch b–Quarks produziert wurden, ist diese Signatur nahezu identisch mit der von $W^{\pm}$– oder Z^0–Paaren, die ebenfalls am häufigsten in insgesamt vier Quarks zerfallen. Eine zusätzliche Schwierigkeit im 4–Jet–Kanal ist die Zuordnung von Paaren der vier Jets zu Higgs– und Z^0–Boson, die u.a. für die Auflösung, mit der die Masse der Higgskandidaten rekonstruiert werden kann, entscheidend ist. Im Vergleich zu den weniger häufigen Zerfallskanälen, in denen das zusammen mit dem Higgsteilchen produziete Z^0–Boson in Paare von geladenen Leptonen oder Neutrinos zerfällt, ist es daher im 4–Jet–Kanal deutlich schwieriger, eine aussagekräftige Suche nach dem Higgsboson durchzuführen. Dies hat dazu geführt, daß bisher nur in den leptonischen Zerfallskanälen nach Higgsbosonen gesucht wurde, die nicht ausschließlich in b–Quarks zerfallen, obgleich der 4–Jet–Kanal aufgrund seines großen Verzweigungsverhältnisses ein größeres Entdeckungspotential verspricht.

Diese Arbeit stellt erstmals eine Suche nach dem Higgsstrahlungsprozeß im 4–Jet–Kanal vor, die auf die Identifikation von b–Quark–Jets verzichtet und daher auf alle hadronischen Zerfälle des Higgsbosons sensitiv ist. Um die damit verbundenen Schwierigkeiten zu überwinden, wurden neue Konzepte entwickelt, beispielsweise das der massenabhängigen Analyse. Die erwarteten Eigenschaften von Higgsstrahlungsereignissen hängen stark davon ab, welche Masse man für das Higgsboson annimmt. Anstatt zu versuchen, mit einer einzigen Analyse auf den gesamten relevanten Massenbereich sensitiv zu sein, werden hier mehrere Analysen kombiniert, die jeweils nur einen kleinen Ausschnitt aus dem betrachteten Massenbereich abdecken. Auf diese Weise kann nicht nur die vorhandene kinematische Information effektiver genutzt werden, sondern es können auch neue Selektionsvariablen konstruiert werden, die explizit von der Higgsmassenhypothese Gebrauch machen. Die Ergebnisse dieser Analyse können nicht nur im Rahmen des Standardmodells der Teilchenphysik, sondern auch im Rahmen allgemeinerer Modelle mit zwei Higgsfeldern, sogenannten Zwei–Higgsdublett–Modellen, zu denen auch die minimale supersymmetrische Erweiterung des Standardmodells gehört, interpretiert werden.

Die wichtigsten theoretischen und phänomenologischen Aspekte der Higgssektoren des Standardmodells sowie von Zwei–Higgsdublett–Modellen werden in Kapitel 2 erläutert. Kapitel 3 gibt einen kurzen Überblick über den OPAL–Detektor.

Die im Rahmen dieser Arbeit neuentwickelten Konzepte werden in Kapitel 4 ausführlich diskutiert. Eine auf diesen Konzepten basierende auf alle hadronischen Zerfälle des

Higgsbosons sensitive Analyse für den 4–Jet–Kanal wird in Kapitel 5 auf die 1998 bei einer Schwerpunktsenergie von 189 GeV von OPAL aufgezeichneten Daten angewendet, die einer integrierten Luminosität von etwa 170 pb^{-1} entsprechen. In Kapitel 6 werden die Ergebnisse der Analyse im 4–Jet–Kanal mit denen anderer Kanäle sowie mit älteren OPAL–Resultaten kombiniert und daraus Obergrenzen für den Wirkungsquerschnitt der Higgsstrahlung berechnet. Diese werden im Rahmen von Zwei–Higgsdublett–Modellen und in modellunabhängiger Weise interpretiert sowie mit den Ausschlußgrenzen für das Higgsboson im Standardmodell der Teilchenphysik verglichen.

Kapitel 2

Theoretische und phänomenologische Grundlagen

Wie schon in der Einleitung dargelegt, ist das die Annahme eines neuen Feldes eine attraktive Möglichkeit, die Masse der Austauschbosonen zu erklären. Fügt man die Massenterme „von Hand“ in die Lagrangedichte ein, so verletzen die Wirkungsquerschnitte für die Streuung longitudinaler Eichbosonen und anderer Prozesse die Erhaltung der Wahrscheinlichkeit. Desweiteren verliert die elektroschwache Theorie ihre Renormierbarkeit.

Eine nicht renormierbare Theorie ist nur dann in der Lage, sinnvolle Vorhersagen für physikalische Größen zu liefern, wenn die zu beschreibende Wechselwirkung bei der betrachteten Energieskala so schwach ist, daß sie nicht nur störungstheoretisch zugänglich ist[1], sondern daß es sogar ausreicht, lediglich die Terme der Störungsreihe zu berechnen, in denen die Kopplung in der niedrigsten, nicht–verschwindenden Potenz auftritt (führende Ordnung). Ein Beispiel hierfür ist die Beschreibung des radioaktiven β–Zerfalls als Fermi–Punktwechselwirkung. Müssen jedoch Glieder mit höheren Potenzen der Kopplungskonstanten berücksichtigt werden, so treten in der Regel Divergenzen auf, die dazu führen, daß physikalische Parameter wie insbesondere Massen und Ladungen unendlich groß werden, so daß die Theorie keinerlei Vohersagekraft mehr besitzt. In einer renormierbaren Theorie können diese Divergenzen absorbiert werden, indem man die „nackten“ Massen und Kopplungen, die in führender Ordnung auftreten, neu definiert, so daß auch bei Berücksichtigung beliebig vieler störungstheoretischer Ordnungen die „effektiven“ Parameter ihren physikalischen Wert annehmen.

Eine Voraussetzung für die Renormierbarkeit einer Theorie ist ihre Invarianz unter lokalen Eichtransformationen, d.h. unter ortsabhängigen Verschiebungen des Potentialnullpunktes. Der Beweis, daß eine Eichtheorie mit masselosen Austauschteilchen, die untereinander wechselwirken können, renormierbar ist, wurde 1971 von 't Hooft erbracht [1], wofür er zusammen mit Veltman den letztjährigen Nobelpreis für Physik erhielt.

Eine Möglichkeit, diese Renormierbarkeit auf den Fall massiver Austauschteilchen zu übertragen, ist die dynamische Erzeugung der Massen durch Wechselwirkung mit einem äußeren Feld, dem Higgsfeld. Die Anregungen dieses Feldes manifestieren sich in

[1] Für eine geschlossene Lösung sind die Feldgleichungen in der Regel zu kompliziert.

(mindestens) einem Higgsboson. Existiert ein solches Teilchen, so müssen bei Berechnung der Streuwirkungsquerschnitte zusätzliche Prozesse berücksichtigt werden, die bereits in führender Ordnung die über alle Grenzen wachsenden Terme in der Streuung longitudinal polarisierter Eichbosonen auslöschen.

Im einfachsten Fall genügt es, die Existenz eines skalaren, komplexen Felddubletts zu verlangen, das sich in einem physikalischen Higgsboson manifestiert. Dieses Szenario wird im Standardmodell der Teilchenphysik [2] angenommen. In Abschnitt 2.1 wird dieser Mechanismus genauer beleuchtet sowie die sich daraus ergebenden Eigenschaften des Higgsbosons im Standardmodell der Teilchenphysik vorgestellt.

Aber auch weiterführende Modelle, z.B. supersymmetrische, benötigen einen Higgssektor, um massive Eichbosonen beschreiben zu können. Der Higgssektor ist dann allerdings komplizierter aufgebaut und resultiert in mehreren physikalischen Higgsbosonen. Die einfachste Erweiterung des Higgssektors besteht im Hinzufügen eines zweiten Higgsfeld–Dubletts. Diese Klasse von Modellen, in die auch die minimale supersymmetrische Erweiterung des Standardmodells (MSSM) fällt, wird in Abschnitt 2.2 diskutiert.

In Abschnitt 2.3 wird auf die Standardmodell–Prozesse eingegangen, die die Hauptuntergundquellen für die Higgssuche bei LEP2 darstellen. Abschnitt 2.4 stellt die Monte–Carlo–Generatoren vor, mit deren Hilfe Datensätze erzeugt werden, die den Vorhersagen der verschiedenen Modellen entsprechen.

2.1 Das Higgsboson im Standardmodell

2.1.1 Der Higgsmechanismus

Der Higgsmechanismus [3] dient dazu, Massen von Eichbosonen und Fermionen in das Standardmodell der Teilchenphysik einzufügen. Die Forderung nach Eichinvarianz (und damit Renormierbarkeit) der elektroschwachen Theorie läßt zunächst nur masselose Eichbosonen zu, denn da Massenterme wie[2] $M^2 A_\mu A^\mu$ nicht invariant unter lokalen Eichtransformationen $A_\mu \to A_\mu + \partial_\mu \chi$ sind, muß M^2 gleich Null sein. In Wirklichkeit hingegen ist aber nur eines der vier Eichbosonen, das Photon, masselos, während die drei anderen, $\mathrm{W}^\pm$ und Z^0, recht große Massen von $m_{\mathrm{W}^\pm} = 80.3$ GeV und $m_\mathrm{Z} = 91.2$ GeV aufweisen.

Um diesen Widerspruch zu lösen, führt man ein zusätzliches schwaches Isospin–Dublett

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}, \tag{2.1}$$

das Higgsfeld, ein, das die schwache Hyperladung $Y = 1$ trägt und dessen Komponenten ϕ^+ und ϕ^0 skalare, komplexe Felder sind. Zusätzlich fordert man, daß das Higgsfeld

[2] $A_\mu A^\mu$ steht kurz für das Skalarprodukt des vierkomponentigen Vektors A, der das Potential des Eichfeldes beschreibt („Viererpotential“), mit sich selbst (Einsteinsche Summenregel).

durch Wechselwirkung mit sich selbst einen von Null verschiedenen Vakuumerwartungswert $v/\sqrt{2}$ erwirbt, was bedeutet, daß das Potential dieser Selbstwechselwirkung ein Minimum haben muß, das bei $\phi^0 \neq 0$ liegt:

$$\langle\Phi\rangle_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix} \tag{2.2}$$

Dies wird durch folgende Wahl des Potentials gewährleistet, wenn die Parameter μ^2 und λ größer als Null sind, so daß das Potential nach unten begrenzt ist:

$$V(\Phi^\dagger, \Phi) = -\mu^2\Phi^\dagger\Phi + \lambda^2(\Phi^\dagger\Phi)^2 \tag{2.3}$$

Durch den nicht verschwindenden Vakuumerwartungswert des Higgsfeldes wird eine Richtung im Isospin–Raum ausgezeichnet. Damit ist die Theorie nicht mehr invariant unter Isospin–Transformationen, d.h. die elektroschwache $\mathrm{SU}(2)_I\times\mathrm{U}(1)_Y$–Symmetrie ist spontan gebrochen und es bleibt lediglich die elektromagnetische $\mathrm{U}(1)_{em}$–Symmetrie bestehen.

Eichbosonen und Fermionen erhalten ihre Masse durch Wechselwirkung mit dem Higgsfeld. Um dies zu sehen, entwickelt man Φ um seinen Wert im Minimum des Potentials, d.h. man schreibt ϕ^0 als Summe aus seinem konstanten Vakuumerwartungswert und einem Term $h(x)$, der die verbleibende Abhängigkeit von den Raumzeitkoordinaten x enthält :

$$\Phi(x) = \begin{pmatrix} 0 \\ (v + h(x))/\sqrt{2} \end{pmatrix} \tag{2.4}$$

Ein möglicher komplexer Term $i\eta(x)$ kann immer durch eine Eichtransformation eliminiert werden. Setzt man dies sowie die kovariante Ableitung in die Langrangedichte ein, die das Higgsfeld und die Eichboson- und Fermionfelder beschreibt, so erhält man nach einigen algebraischen Transformationen Massenterme für $\mathrm{W}^\pm$– und Z^0–Bosonen. Außerdem findet man Massenterme für die Fermionen und für ein skalares, neutrales Boson, das Higgsboson, sowie Terme, die die Wechselwirkungen des Higgsbosons mit den anderen Teilchen beschreiben.

Im folgenden soll der Higgsmechanismus an einem Beispiel vorgeführt werden, das sich der Übersichtlichkeit halber auf den Fall eines Eichbosons, beschrieben durch sein Viererpotential A^μ, und eines komplexen Higgsfelds ϕ beschränkt, dem aber dennoch viele wesentliche Konsequenzen entnommen werden können. Die Lagrangedichte hat die folgende Form:

$$\mathcal{L} = (D_\mu\phi)^*(D^\mu\phi) + \mu^2\phi^*\phi - \lambda(\phi^*\phi)^2 - \frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} \tag{2.5}$$

Hierbei ist $F^{\mu\nu}$ der antisymmetrische Tensor des Eichfeldes und $D^\mu = \partial^\mu + igA^\mu$ die kovariante Ableitung, die die Eichinvarianz sicherstellt. Die Parameter λ und μ^2 seien wiederum positiv. Das Minimum des Higgspotentials, d.h. der Vakuumerwartungswert des Higgsfeldes, befindet sich bei $\phi_0 = \sqrt{\mu^2/2\lambda}$ oder, mit $v = \mu/\sqrt{\lambda}$, bei $\phi_0 = v/\sqrt{2}$. Entwickelt man ϕ in der Nähe seines Minimums zu $\phi = (v + h(x))/\sqrt{2}$ und setzt dies sowie die kovariante Ableitung in die Lagrangedichte ein, so erhält man:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = {} & \frac{1}{2}(\partial_\mu - igA_\mu)(v+h)(\partial^\mu + igA^\mu)(v+h) \\ & + \frac{1}{2}\mu^2(v+h)^2 - \frac{1}{4}\lambda(v+h)^4 - \frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} \end{aligned} \tag{2.6}$$

Ausmultiplizieren (wobei $\partial^\mu v = \partial_\mu v = 0$, da v eine Konstante ist) und Verwenden von $\mu^2 = v^2 \cdot \lambda$ liefert:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = \frac{1}{2}\partial_\mu h \partial^\mu h + \frac{g^2 v^2}{2} A_\mu A^\mu + g^2 v h A_\mu A^\mu + \frac{g^2}{2} h^2 A_\mu A^\mu \\ -\frac{1}{4}\lambda h^4 - \lambda v h^3 - \lambda v^2 h^2 + \frac{1}{4}\lambda v^4 - \frac{1}{4} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} \end{aligned} \tag{2.7}$$

Dieser Ausdruck enthält folgende wichtige Terme:

- $\frac{g^2 v^2}{2} A_\mu A^\mu$ ist ein Massenterm für das Eichboson mit $M^2 \sim \frac{g^2 v^2}{2}$. Im Standardmodell erhält man entsprechende Terme für alle massiven Eichbosonen und Fermionen. Insbesondere ist $m_{\mathrm{W}^\pm} = \frac{gv}{2}$ und $m_{\mathrm{Z}} = \frac{gv}{2\cos\theta_W}$. Mit der Relation zwischen der $\mathrm{W}^\pm$–Masse $m_{\mathrm{W}^\pm}$ und der Fermikonstanten G_F erhält man v auch ohne Kenntnis der Massen der Eichbosonen: $\frac{g^2}{8 m_{\mathrm{W}^\pm}{}^2} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \Rightarrow v^2 = \frac{1}{\sqrt{2} G_F} \Rightarrow v = 246$ GeV

- $-\lambda v^2 h^2 = -\mu^2 h^2$ ist der Massenterm für das Higgsboson. Da er außer von v auch vom unbekannten Parameter λ abhängt, läßt sich aus dem Standardmodell keine direkte Vorhersage für die Masse des Higgsbosons ableiten.

- $g^2 v h A_\mu A^\mu$ sowie $\frac{1}{2} g^2 h^2 A_\mu A^\mu$, $-\frac{1}{4}\lambda h^4$ und $-\lambda v h^3$ beschreiben die Wechselwirkung des Higgsbosons mit dem Eichboson und mit sich selbst. Wiederum enthält das Standardmodell entsprechende Terme für alle massiven Eichbosonen und Fermionen, und da der Wert von v bekannt ist, lassen sich auch die Kopplungen zwischen dem Higgsboson und den übrigen Teilchen berechnen. Wichtig für die experimentelle Suche bei LEP ist insbesondere der erste Term, der die relevanten Produktions- und Zerfallsvertices beschreibt. Da $g^2 v^2$ proportional zum Massenquadrat des Eichbosons ist, erkennt man, daß diese Kopplung jeweils proportional zur Masse des beteiligten Fermions oder Eichbosons ist.

Im diesem einfachen Beispiel wurde also die Theorie eines masselosen Eichbosons und eines komplexen skalaren Higgsfeldes reinterpretiert als Theorie eines massiven Eichbosons und einem reellen Higgsboson. Der zweite Freiheitsgrad des komplexen Higgsfeldes wurde zum dritten, longitudinalen Freiheitsgrad des massiven Eichbosons. Dies geschieht entsprechend im Standardmodell, wo drei der vier Freiheitsgrade des komplexen Feld–Dubletts zu den longitudinalen Freiheitsgraden der drei massiven Eichbosonen werden, während der vierte sich in einem physikalischen Higgsboson manifestiert.

Durch die Forderung eines nicht verschwindenden Vakuumerwartungswertes für das Higgsfeld wird also die elektroschwache Symmetrie der masselosen Eichbosonen spontan gebrochen und die Theorie mit den beobachteten Massen der Eichbosonen in Einklang gebracht. Es ist zu beachten, daß das Photon bei der in Gleichung (2.2) getroffenen Wahl der Vakuumerwartungswerte masselos ist, während die anderen drei Eichbosonen ihre gewünschten Massen erhalten. Wählt man stattdessen den Vakuumerwartungswert der ersten Komponente des Higgsdubletts, $\langle\phi^+\rangle$, von Null verschieden, so erhält, da das Vakuum dann elektrisch geladen ist, auch das Photon Masse [4], und es existiert kein physikalisches Higgsboson, da alle Freiheitsgrade aufgebraucht sind.

Ein weiteres Argument, die Existenz mindestens eines Higgsbosons zu verlangen, sind W^+W^-– und $Z^0Z^{0(*)}$–Streuung. Berücksichtigt man nur Feynman–Graphen[3], die kein Higgsboson enthalten, so findet man, daß die Streuamplituden der Prozesse $V_LV_L \to V_LV_L$ sowie auch $f_+\bar{f}_+ \to V_LV_L$ linear mit s, dem Quadrat der Schwerpunktsenergie, über alle Grenzen anwachsen (V_L steht dabei für longitudinal polarisierte W oder Z –Bosonen, f_+ für Fermionen positiver Helizität). Dies verletzt die Unitarität und würde somit die Renormierbarkeit der Theorie zerstören. Existiert hingegen ein Higgsboson, so löschen sich auf nicht triviale Weise die mit der Energie anwachsenden Terme verschiedener Diagramme aus, solange (in führender Ordnung) gewisse Beziehungen zwischen den Kopplungen gelten. Im Falle der W^+W^-–Streuung muß beispielsweise die Kopplung zwischen Higgsboson und den $W^\pm$–Bosonen gleich dem Produkt aus Eichkopplung und der Masse des $W^\pm$–Bosons sein[4]: $g_{hWW} = g \cdot m_W$.

Könnte man auch andere neue Felder einführen, die dieselben Aufgaben erfüllten? Aus den obigen Überlegungen ist zu erkennen, daß mindestens drei neue Freiheitsgrade benötigt werden, um drei der Eichbosonen Masse zu verleihen, d.h. ein einzelnes Singulett genügte nicht.

Die Annahme von einem oder mehreren Tripletts führen im allgemeinen zu der Vorhersage, daß bereits in führender Ordnung der ρ–Parameter von eins verschieden ist. Der ρ–Parameter ist in führender Ordnung definiert durch die folgende Beziehung zwischen $W^\pm$–Masse $m_{W^\pm}$, Z^0–Masse m_Z und dem schwachen Mischungswinkel[5] θ_W:

$$\frac{m_W^2}{\rho \cdot m_Z^2} = 1 - \sin^2(\theta_W) \tag{2.8}$$

Präzisionsmessungen der Parameter des Standardmodells ergeben einen gut mit eins verträglichen Wert für ρ [5]:

$$\rho = 0.9998 \pm 0.0008 \tag{2.9}$$

Somit werden Tripletts von Higgsfeldern im Standardmodell nicht favorisiert. Durch sehr spezielle Parameterwahl könnte auch in Modellen mit Higgs–Tripletts $\rho \approx 1$ erzwungen werden, was allerdings unnatürlich erscheint, zumal diese Relation in Modellen, die ausschließlich Dubletts und Singuletts verwenden, in führender Ordnung automatisch gilt [6].

Eine weitere Möglichkeit besteht darin, nicht nur ein, sondern mehrere Higgsfeld–Dubletts hinzuzufügen. Im allgemeinen Fall können bereits in führender Ordnung flavour-wechselnde neutrale Ströme (FCNCs) auftreten, auf deren Existenz es sehr stringente experimentelle Grenzen gibt. Um FCNCs in Modellen mit mehreren Dubletts zu vermeiden, gibt es zwei Möglichkeiten. Die eine besteht darin, nur Parameterkombinationen zuzulassen, aus denen

[3]Ein Feynman–Graph (oder Feynman–Diagramm) ist eine Rechenvorschrift, in der Teilchen als Linien dargestellt werden und die Verzweigungen (Vertices) den Kopplungen zwischen den Teilchen entsprechen. Um ein Matrixelement bis zu einer bestimmten störungstheoritischen Ordnung zu berechnen, summiert man alle Feynman–Graphen mit dem gewünschten Anfangs– und Endzustand auf, die nicht mehr als eine gewisse Anzahl von Verzweigungen enthalten.

[4]Genauer ist die Feynman–Regel für den $h^0W^+W^-$–Vertex $igm_Wg^{\mu\nu}$

[5]Der schwachen Mischungswinkel gibt an, wie sich elektromagnetisches Feld (bzw. das Photon) und das Feld des neutralen schwachen Stroms (bzw. das Z^0–Boson) aus den Eichfeldern der $SU(2)_I \times U(1)_Y$–Gruppe zusammensetzen

sich sehr große Higgsmassen (typischerweise $\mathcal{O}(1 \text{ TeV})$) ergeben, so daß die existierenden experimentellen Ergebnisse nicht berührt werden. Die zweite, elegantere Möglichkeit besteht darin, auszunutzen, daß nach [7] FCNCs in führender Ordnung nicht auftreten, wenn alle Fermionen, die die gleiche elektrische Ladung tragen, an nicht mehr als eines der Dubletts koppeln. Modelle dieser Art werden in Abschnitt 2.2 diskutiert.

Auch Modelle mit einem oder mehreren zusätzlichen Singuletts sind prinzipiell möglich [6], werden jedoch in dieser Arbeit nicht weiter betrachtet.

2.1.2 Die Masse des Higgsbosons

Im Gegensatz zum Vakuumerwartungswert des Higgsfeldes wird die Higgsmasse nicht vom Standardmodell vorhergesagt, da sie außer von v auch noch von der Kopplungsstärke λ abhängt, die als freier Parameter zu betrachten ist. Dennoch lassen sich aus theoretischer Sicht gewisse Ober– und Untergrenzen für die Higgsmasse angeben, außerhalb derer eine konsistente Formulierung des Standardmodells nicht möglich ist.

Obere Grenzen für den Wert der Higgsmasse von etwa 1 TeV lassen sich aufstellen, indem man verlangt, daß die eingangs in Abschnitt 2.1.1 erwähnten Streuamplituden für longitudinal polarisierte Vektorbosonen auch bei beliebig hohen Energien nicht die Unitarität verletzen und damit das Standardmodell uneingeschränkt gültig und störungstheoretisch zugänglich bleibt [6]. Beschränkt man sich auf die Forderung, daß bis zu einer Energieskala Λ, die kleiner ist als die Planck–Masse $M_{\mathrm{Planck}} \approx 10^{19}$ GeV, keine nicht vom Standardmodell beschriebenen Phänomene auftreten[6], so erhält man Obergrenzen für die Masse des Standardmodell–Higgsbosons in Abhängigkeit von Λ aus der Bedingung [8] $\lambda(\Lambda)/4\pi \leq 1$, wobei $\lambda(\Lambda)$ die Stärke der Higgsselbstkopplung an der Skala Λ ist. Je größer man Λ ansetzt, desto niedriger liegt die Obergrenze für die Higgsmasse, allerdings liegt sie in jedem Fall oberhalb des bei LEP2 zugänglichen Massenbereiches. Damit das Standardmodell bis zur Planck–Masse gültig bleibt, müßte das Higgsboson bei einer top–Quark–Masse von 175 GeV leichter als etwa 180 GeV sein [8].

Untergrenzen für den Wert der Higgsmasse im Standardmodell lassen sich aus der Forderung ableiten, daß das Vakuum ein stabiles Minimum der Langrangedichte ist. Diese Untergrenze hängt aus denselben Gründen wie die Obergrenze von der Masse des top–Quarks ab. Bei gegebenem m_t definiert sie sich als der kleinste Wert der Higgsmasse, bei dem $\lambda(\Lambda) \geq 0$ für alle Werte von Λ bis zur der Skala gilt, bei der neue physikalische Prozesse außerhalb des Standardmodells auftreten sollen. Im Gegensatz zur Obergrenze ist dies eine für Suchen bei LEP2 relevante Beschränkung. Verlangt man, daß das Standardmodell bis zur Planck–Masse gelten soll, so muß das Standardmodell–Higgsboson bei $m_t \approx 175$ GeV schwerer als etwa 120 GeV sein[7], womit es außerhalb des bei LEP2 zugänglichen Bereiches liegen würde. Wird andersherum das Higgsboson bei LEP entdeckt, so

[6]insbesondere keine neue, starke Wechselwirkung im Z^0–, $W^\pm$– und Higgssektor

[7]Rechnungen mit effektivem Ein–Schleifen–Potential, verbessert mit Hilfe der Renormierungsgruppengleichungen auf Zwei–Schleifen–Niveau, ergeben bei $m_t = 174 \pm 17$ GeV eine Untergrenze von [9] $m_{\mathrm{h}} > 128 \pm 33$ GeV.

folgte daraus, daß neue Physik schon bei deutlich niedrigeren Skalen von Λ zwischen 10^5 und 10^{10} GeV zu erwarten wäre, also unterhalb der Energie von etwa 10^{15} GeV, bei der die laufenden Kopplungen der elektromagnetischen, der schwachen und der starken Wechselwirkung sich am nächsten kommen (GUT–Skala).

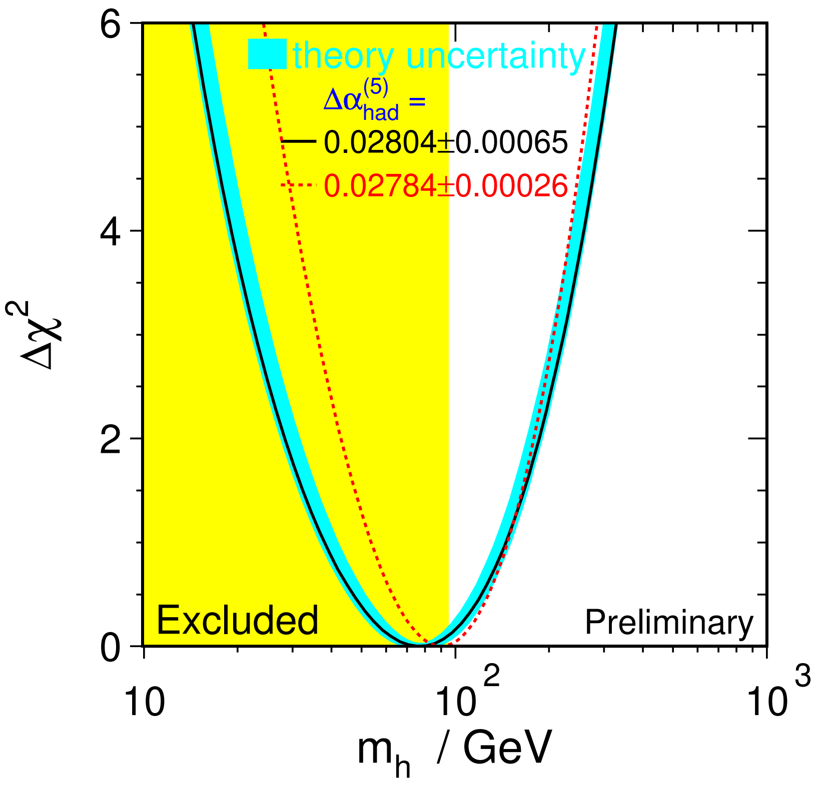

Abbildung 2.1: Breitrag der Higgsmasse zum χ^2 eines simultanen Fits aller Standardmodell–Parameter als Funktion der Higgsmasse. Der χ^2–Beitrag ist minimal für $m_{\mathrm{h}} = 77^{+69}_{-39}$ GeV [11].

Eine weitere Möglichkeit, die Masse des Standardmodell–Higgsbosons einzugrenzen, besteht in präzisen Messungen der anderen Parameter des Standardmodells, wie sie von den Experimenten bei LEP, am SLAC oder am Tevatron vorgenommen werden. Die Higgsmasse geht allerdings nur logarithmisch in Strahlungskorrekturen zur Masse der $W^{\pm}$–Bosonen und des top–Quarks ein [10]. Daher ist die Vorhersagekraft bei heutiger Genauigkeit der Messungen sehr begrenzt. Abbildung 2.1 zeigt den Beitrag der Higgsmasse zum χ^2 eines simultanen Fits aller Standardmodell–Parameter als Funktion der Higgsmasse. Dieser Fit liefert als wahrscheinlichsten Wert für die Masse des Higgsbosons [11] bei Verwendung von[8] $\Delta\alpha_h^{(5)} = 0.02804 \pm 0.00065$

$$m_{\mathrm{h}} = 77^{+69}_{-39}\ \mathrm{GeV} \tag{2.10}$$

[8] $\Delta\alpha$ definiert sich durch das Laufen der QED–Kopplungskonstanten: $\alpha(m_Z)/\alpha = 1/(1-\Delta\alpha)$, $\Delta\alpha_h$ bezeichnet den aus Quarkschleifen stammenden Beitrag.

$$\text{oder } m_\mathrm{h} < 215 \text{ GeV bei 95\% Vertrauensniveau}^9. \tag{2.11}$$

Obwohl sich das Standardmodell bis heute als gut geeignet erwiesen hat, die Beobachtungen der Teilchenphysik zu erklären und zum Teil sogar vorherzusagen, so gibt es doch gute Gründe anzunehmen, daß es nicht mehr als eine effektive Niederenergienäherung einer fundamentaleren Theorie ist, die sich erst bei höheren als den heute experimentell zugänglichen Energien manifestiert. Wird beispielweise kein Higgsboson bis zu einer Masse von etwa 1 TeV gefunden, so würden manche $\mathrm{W}^+\mathrm{W}^-$–Streuamplituden bei Schwerpunktsenergien dieser Größenordnung die Unitaritätsgrenze überschreiten, was nur bedeuten kann, daß bei diesen Energien die pertubativen Vorhersagen des Standardmodells von denen einer fundamentaleren Theorie abzuweichen beginnen. Desweiteren wünscht man sich, die Vereinheitlichung der Kräfte weiterzuführen und auch die starke Wechselwirkung (*grand unifying theories*, kurz GUT) sowie eines Tages die Gravitation mit der elektroschwachen Wechselwirkung zu vereinen. Im Standardmodell allerdings schneiden sich die laufenden Kopplungen der starken, schwachen und elektromagnetischen Wechselwirkung nicht alle bei derselben Energieskala [12], wie man es sich für die Vereinheitlichung dieser drei Kräfte wünschen würde.

Eine weitere offene Frage des Standardmodells ist das Hierarchieproblem [13], d.h. warum die Skala der elektroschwachen Symmetriebrechung $\Lambda_{\mathrm{E}W}$ mit 100 GeV so viel kleiner ist als die GUT–Skala mit etwa 10^{15} GeV, bei der sich die laufenden Kopplungen am nächsten kommen. Die Massen der Eichbosonen wachsen aufgrund von Strahlungskorrekturen mit zunehmender Energie rasant an. Aus theoretischer Perspektive erscheinen ihre kleinen Werte bei $\Lambda_{\mathrm{E}W}$ in dem Sinne unnatürlich, daß es sehr spezieller Abstimmung der Parameter bedarf, um diese kleinen Werte aus dem Mechanismus der Symmetriebrechung zu erhalten.

Eine attraktive Möglichkeit, viele dieser Probleme zu lösen, ist die Supersymmetrie (SUSY) [14], auf deren Higgssektor in Abschnitt 2.2 eingegangen wird.

2.1.3 Erzeugung und Zerfall des Higgsbosons

Die wichtigsten Eigenschaften des Higgsbosons ergeben sich daraus, daß die Stärke seiner Kopplung an Fermionen und Eichbosonen proportional zu deren Masse ist. Die Masse des Higgsbosons ist dabei die einzige unbekannte Größe, so dass im Standardmodell alle Wirkungsquerschnitte und Verzweigungsverhältnisse als deren Funktion bekannt sind.

Bei LEP ist der wichtigste Erzeugungsprozeß die Higgsstrahlung, deren Feynman–Graph in Abbildung 2.2 dargestellt ist. Elektron und Positron annihilieren dabei in ein Z^0–Boson, das wiederum ein Higgsboson abstrahlt. Bei den Energien von LEP2 ist das intermediäre

[9] Die sich aus dem Standardmodell–Fit ergebende untere Grenze für die Higgsmasse ist aufgrund der Ausschlußgrenzen der direkten Suchen irrelevant, siehe Abbildung 2.1

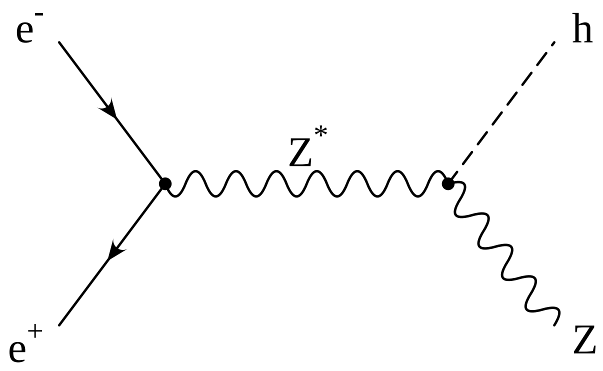

Abbildung 2.2: Feynman–Graph für den Higgsstrahlungsprozeß.

Z^0–Boson virtuell, wohingegen das Z^0–Boson im Endzustand reell ist. Der Wirkungsquerschnitt für diesen Prozeß ist in führender Ordnung gegeben durch [8]:

$$\sigma(e^+e^- \to h^0Z^0) = \frac{G_F^2 m_Z^4}{96\pi s}(v_e^2 + a_e^2)k^{\frac{1}{2}}\frac{k + 12m_Z^2/s}{(1 - m_Z^2/s)^2} \tag{2.12}$$

Dabei bezeichnet $\sqrt{s}$ die Schwerpunktsenergie, sowie v_e und a_e die Vektor- und Axialvektor–Kopplungen des Elektrons. $k = (1 - m_h{}^2/s - m_Z^2/s)^2 - 4m_h{}^2 m_Z^2/s^2$ ist der Zwei–Teilchen–Phasenraumfaktor. Die radiativen Korrekturen sind mit Ausnahme der Photonabstrahlung im Anfangszustand bei LEP2–Energien mit weniger als 1.5% sehr klein. Um reelle und virtuelle Beiträge durch Photonen und e^+e^-–Paare zu berücksichtigen, faltet man den Born–Wirkungsquerschnitt mit einer Abstrahlungsfunktion, die bis zur Ordnung α^2 bekannt ist [15].

Abbildung 2.3 zeigt den Wirkungsquerschnitt für Higgsstrahlung als Funktion der Higgsmasse bei verschiedenen Schwerpunktsenergien unter Berücksichtigung der elektroschwachen Strahlungskorrekturen [16]. Ist die Higgsmasse nicht zu groß, so beträgt er etwas weniger als 1 pb. Ein steiler Abfall des Wirkungsquerschnittes um mehr als eine Größenordnung tritt ein, wenn die Higgsmasse größer wird als die Differenz aus Schwerpunktsenergie und der Masse des Z^0–Bosons. Dieser Punkt wird als kinematisches Limit bezeichnet. Im Massenbereich jenseits des kinematisches Limits ist der Wirkungsquerschnitt so gering, daß dort weder Nachweis noch Ausschluß des Higgsbosons bei LEP2 duch diesen Prozeß alleine möglich sein wird.

Ein weiterer möglicher Erzeugungsprozeß ist die W^+W^-–Fusion, deren Feynman–Graph in Abbildung 2.4 dargestellt ist. Hierbei wird ein $W^\pm$–Paar erzeugt, das dann unter Abstrahlung zweier Neutrinos in ein Higgsboson übergeht.

Der Wirkungsquerschnitt für diesen Prozeß liegt, wie in Abbildung 2.5 zu erkennen ist, mehr als eine Größenordung unter demjenigen für Higgsstrahlung und trägt damit praktisch nicht zur erwarteten Produktionsrate bei, solange Higgsstrahlung kinematisch erlaubt ist. Dies ändert sich jedoch am kinematisches Limit, denn da die Neutrinomassen zu vernachlässigen sind, können über die W^+W^-–Fusion Higgsbosonen mit Massen bis zur Schwerpunktsenergie erzeugt werden. Auch die konstruktive Interferenz beider Graphen

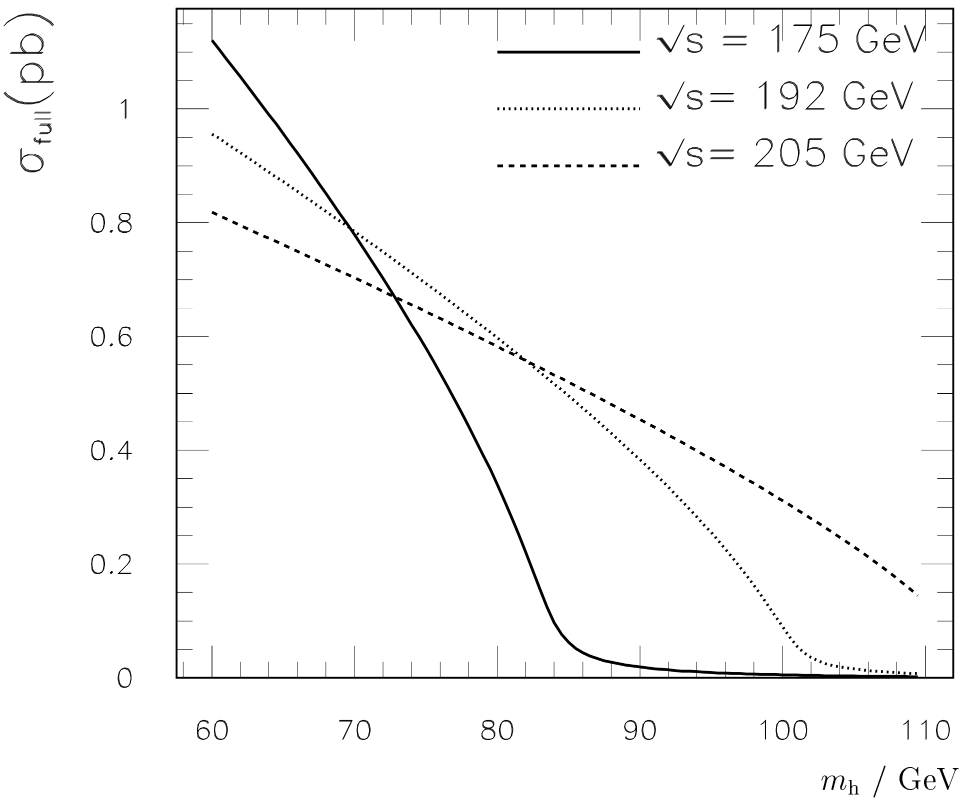

Abbildung 2.3: Wirkungsquerschnitt des Higgsstrahlungsprozesses als Funktion der Higgsmasse bei verschiedenen Schwerpunktsenergien.

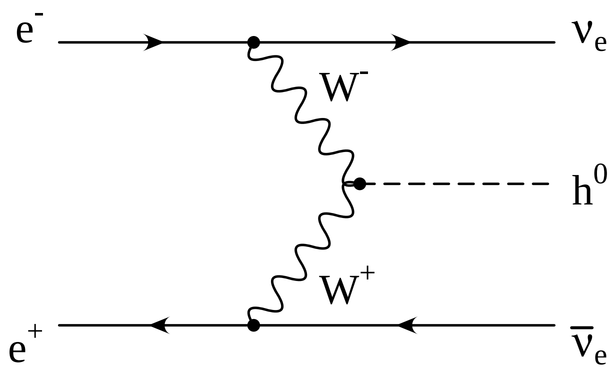

Abbildung 2.4: Feynman–Graph für Higgserzeugung durch W^+W^-–Fusion.

ist jenseits des kinematischen Limits nicht zu vernachlässigen, wie Abbildung 2.5 zeigt. Allerdings bleibt der totale Wirkungsquerschnitt so gering, daß Higgsmassen jenseits des kinematischen Limits allenfalls mit der gesamten von allen vier LEP–Experimenten gesammelten integrierten Luminosität ausgeschlossen werden könnten. Eine Entdeckung des Higgsbosons wird bei diesen Massen keinesfalls möglich sein.

Abbildung 2.6 zeigt die Verzweigungsverhältnisse des Standardmodell–Higgsbosons. Es ist deutlich zu erkennen, daß das Higgsboson bevorzugt in die schwersten kinematisch erlaubten Teilchen zerfällt, da die Kopplung proportional zur Masse der beteiligte Fermionen oder Eichbosonen ist. Für Higgsmassen unterhalb von 130 GeV ist das Higgsboson zu leicht, um in W^+W^- oder in zwei Z^0–Bosonen zu zerfallen, daher dominieren Zerfälle in b–Quark–Paare mit einem Verzweigungsverhältnis nahe 85%. Die nächstwichtigsten Zerfälle in diesem Bereich sind die in Paare von τ–Leptonen mit einem Verzweigungsverhältnis von etwa 8%.

Erreicht die Higgsmasse etwa das Doppelte der $W^\pm$–Masse, so werden Zerfälle in $W^\pm$– oder in Z^0–Paare vorherrschend. Diese Massenbereiche sind allerdings für LEP2 nicht zugänglich.

Kombiniert man die häufigsten Zerfälle des Higgsbosons mit den verschiedenen Zerfallskanälen des Z^0–Bosons, so erhält man für die wichtigsten Topologien die folgenden Ver-

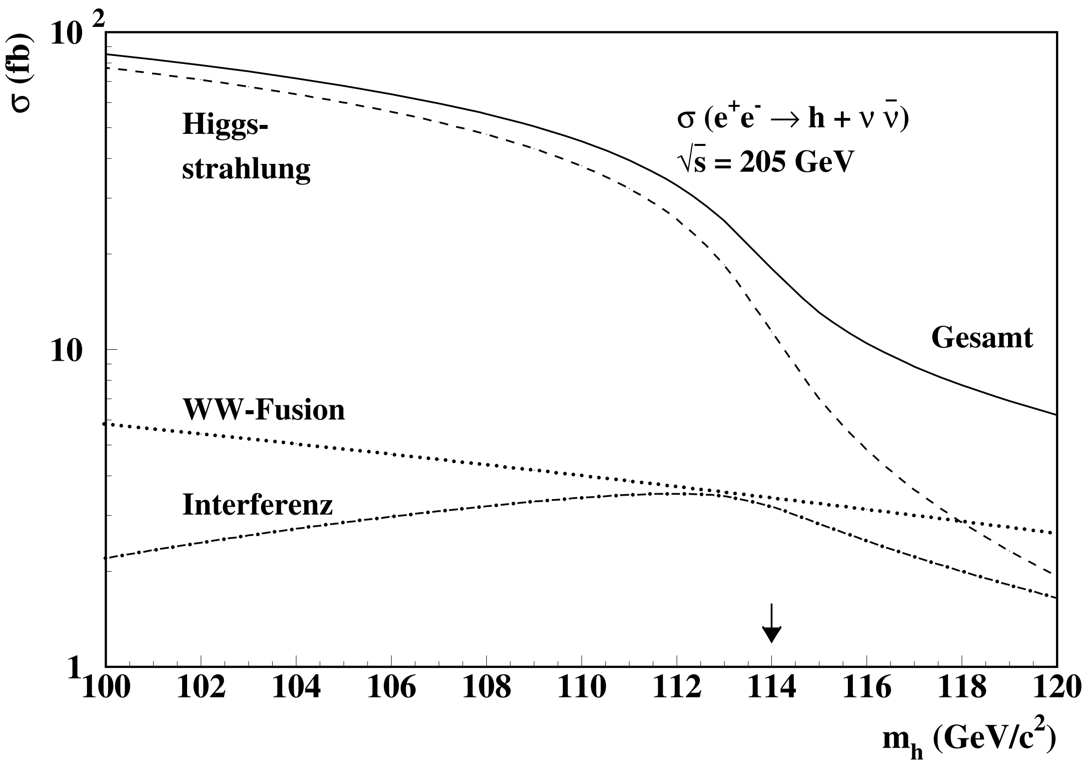

Abbildung 2.5: Totaler Wirkungsquerschnitt für den Prozeß $e^+e^- \to h^0\nu\bar{\nu}$ als Funktion der Higgsmasse bei einer Schwerpunktsenergie von 205 GeV, der sich Beiträgen aus der Higgsstrahlung (wobei das Z^0–Boson in ein Neutrino–Paar zerfällt), der W^+W^-–Fusion sowie deren konstruktiver Interferenz zusammen setzt [17].

zweigungsverhältnisse:

61% für $h^0 \rightarrow b\bar{b}, Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ (4–Jet–Kanal)

17% für $h^0 \rightarrow b\bar{b}, Z^0 \rightarrow \nu\bar{\nu}$ (Neutrino–Kanal)

8% für $h^0 \rightarrow b\bar{b}, Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$ oder $h^0 \rightarrow \tau^+\tau^-, Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ (τ–Kanal)

6% für $h^0 \rightarrow b\bar{b}, Z^0 \rightarrow e^+e^-$ oder $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ (Elektron– bzw. Myon–Kanal)

In Klammern sind jeweils die in den experimentellen Kapiteln verwendeten Bezeichnungen angegeben.

Die totale Zerfallsbreite des Higgsbosons ist für bei LEP relevante Massen kleiner als 10 MeV und damit gegenüber der experimentellen Massenauflösung von einigen GeV zu vernachlässigen.

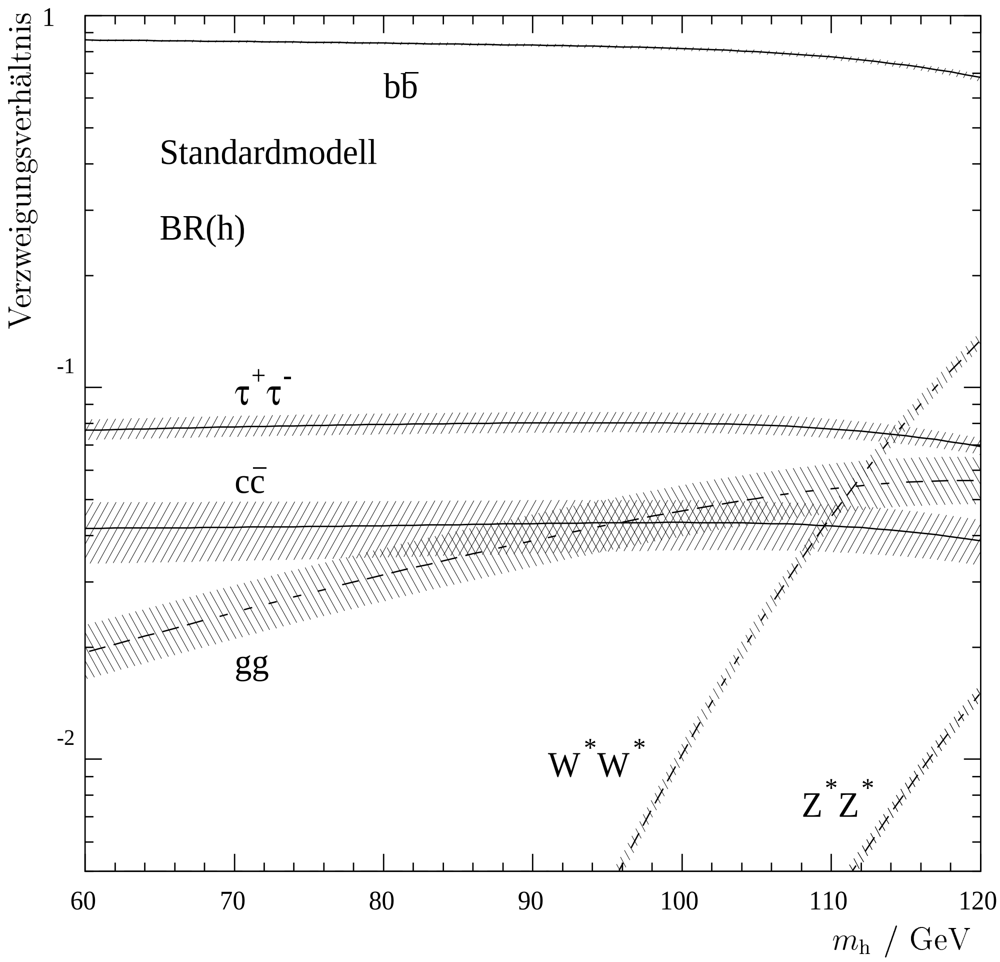

Abbildung 2.6: Verzweigungsverhältnisse des Standardmodell–Higgsbosons als Funktion der Higgsmasse. Im für LEP2 zugänglichen Massenbereich dominieren Zerfälle in b–Quark–Paare [8]

2.2 Modelle mit zwei Higgsfeld–Dubletts

Wie die Diskussion in Abschnitt 2.1.1 gezeigt hat, ist der Higgssektor des Standardmodells zwar der einfachste, jedoch nicht der einzig mögliche. Modelle mit mehreren Dubletts lassen sich ebenso konstruieren wie solche mit Singuletts oder Tripletts oder Kombinationen dieser [6], solange gewisse Bedingungen berücksichtigt werden, von denen die wichtigsten in Abschnitt 2.1.1 erwähnt wurden.

Unter all diesen Möglichkeiten sind Modelle mit genau zwei Higgsfeld–Dubletts aus folgenden Gründen besonders attraktiv. Sie stellen eine minimale Erweiterung des Standardmodells in dem Sinne dar, daß neue Teilchen mit der geringsten möglichen Zahl von neuen freien Parametern hinzugefügt werden. Die wichtigen Bedingungen $\rho \approx 1$ sowie kein Auftreten von FCNCs in führender Ordnung lassen sich auf natürliche Weise, d.h. ohne besonders komplexe Zusatzannahmen erfüllen. Schließlich entsprechen zwei Higgsfeld–Dubletts genau der Struktur, die für den Higgssektor (niederenergetischer) supersymmetrischer Modelle benötigt wird.

2.2.1 Allgemeine Modelle mit zwei Higgsfeld–Dubletts

Fügt man dem Standardmodell ein zweites Higgsfeld–Dublett hinzu, so manifestieren sich fünf physikalische Higgsbosonen, da von den acht Freiheitsgraden der zwei komplexen Dubletts drei zu den longitudinalen Freiheitsgraden der massiven Eichbosonen werden. Man erhält zwei geladene Higgsbosonen $\mathrm{H}^{\pm}$ ein neutrales Higgsboson A^0 sowie zwei ebenfalls neutrale Higgsbosonen h^0 und H^0, wobei letzteres *per definitionem* die größere Masse besitzen soll. Die neutralen Higgsbosonen unterscheiden sich durch ihr Verhalten unter Raumspiegelung bei gleichzeitiger Ladungskonjugation (CP–Spiegelung). Während h^0 und H^0 bei einer solchen CP–Spiegelung in sich selbst überführt werden („CP–gerade"), wechselt die Wellenfunktion des A–Bosons ihr Vorzeichen („CP–ungerade"). Die Eigenschaften dieser fünf Higgsbosonen hängen davon ab, wie man die freien Parameter, insbesondere die Kopplungen an die Fermionen, wählt.

Im allgemeinsten Fall hängt das Higgspotential ab von den beiden Vakuumerwartungswerten v_1 und v_2 der zwei komplexen Dublett–Felder

$$\Phi_1 = \begin{pmatrix} \phi_1^{0*} \\ -\phi_1^- \end{pmatrix} \text{ und } \Phi_2 = \begin{pmatrix} \phi_2^+ \\ \phi_2^0 \end{pmatrix} \tag{2.13}$$

sowie von sechs reellen Kopplungsparametern λ_1 bis λ_6 und einer CP–verletzenden Phase ξ [6]:

$$\begin{aligned} V(\Phi_1,\Phi_2) &= \lambda_1(\Phi_1^\dagger\Phi_1 - v_1^2)^2 + \lambda_2(\Phi_2^\dagger\Phi_2 - v_2^2)^2 \\ &+\lambda_3\left[(\Phi_1^\dagger\Phi_1 - v_1^2) + (\Phi_2^\dagger\Phi_2 - v_2^2)\right] \\ &+\lambda_4\left[(\Phi_1^\dagger\Phi_1)(\Phi_2^\dagger\Phi_2) - (\Phi_1^\dagger\Phi_2)(\Phi_2^\dagger\Phi_1)\right] \\ &+\lambda_5\left[\mathrm{Re}(\Phi_1^\dagger\Phi_2) - v_1 v_2\cos\xi\right]^2 \\ &+\lambda_6\left[\mathrm{Im}(\Phi_1^\dagger\Phi_2) - v_1 v_2\sin\xi\right]^2 \end{aligned} \tag{2.14}$$

Beschränkt man sich auf Modelle ohne CP–Verletzung im Higgssektor, so reduziert sich dieser Parametersatz um ξ. Dabei ist zu beachten, daß v_1 und v_2 nicht unabhängig voneinander sind, sondern die Bedingung $m_W^2 = g^2(v_1^2+v_2^2)/2$ erfüllen müssen.

Zur phänomenologischen Beschreibung eignet sich eine andere Wahl der Parameter besser. Man benutzt meist die vier Massen $m_{\mathrm{H}^\pm}$, m_{A}, m_{H} und m_{h}, sowie das Verhältnis der Vakuumerwartungswerte der beiden Dubletts $\tan\beta = v_2/v_1$ und den Mischungswinkel α der CP–geraden Higgsbosonen. $\tan\beta$ gibt unter anderem an, wie sich die geladenen und das CP–ungerade Higgsboson aus den Feldkomponenten zusammensetzen:

$$H^\pm = \pm\phi_1^-\sin\beta + \phi_2^+\cos\beta \tag{2.15}$$

$$A^0 = \sqrt{2}\left(\mathrm{Im}\phi_1^0\sin\beta + \mathrm{Re}\phi_2^0\cos\beta\right) \tag{2.16}$$

Für die Massen dieser Teilchen gilt:

$${m_{\mathrm{H}^\pm}}^2 = \lambda_4(v_1^2+v_2^2) \tag{2.17}$$

$${m_{\mathrm{A}}}^2 = \lambda_6(v_1^2+v_2^2) \tag{2.18}$$

Der letzte freie Parameter ist der Winkel α, mit dem die zwei CP–geraden Zustände zu den physikalischen Higgsbosonen h^0 und H^0 mischen:

$$H^0 = \sqrt{2}\left[(\mathrm{Re}\phi_1^0 - v_1)\cos\alpha + (\mathrm{Re}\phi_2^0 - v_2)\sin\alpha\right] \tag{2.19}$$

$$h^0 = \sqrt{2}\left[-(\mathrm{Re}\phi_1^0 - v_1)\sin\alpha + (\mathrm{Re}\phi_2^0 - v_2)\cos\alpha\right] \tag{2.20}$$

Diese Zustände sind Eigenvektoren der symmetrischen Massenmatrix M:

$$\mathcal{M} = \begin{pmatrix} 4v_1^2(\lambda_1+\lambda_3) + v_2^2\lambda_5 & (4\lambda_3+\lambda_5)v_1v_2 \\ (4\lambda_3+\lambda_5)v_1v_2 & 4v_2^2(\lambda_2+\lambda_3) + v_1^2\lambda_5 \end{pmatrix} \tag{2.21}$$

Die Massen der physikalischen Higgsbosonen erhält man als Eigenwerte der Massenmatrix:

$$m_{H^0,h^0}^2 = \frac{1}{2}(\mathcal{M}_{11} + \mathcal{M}_{22} \pm \sqrt{(\mathcal{M}_{11}+\mathcal{M}_{22})^2 + 4\mathcal{M}_{12}^2}) \tag{2.22}$$

Der Mischungswinkel α geht aus den Matrixelementen wie folgt hervor:

$$\sin 2\alpha = \frac{2\mathcal{M}_{12}}{\sqrt{(\mathcal{M}_{11}-\mathcal{M}_{22})^2 + 4\mathcal{M}_{12}^2}} \tag{2.23}$$

$$\cos 2\alpha = \frac{\mathcal{M}_{11}-\mathcal{M}_{22}}{\sqrt{(\mathcal{M}_{11}-\mathcal{M}_{22})^2 + 4\mathcal{M}_{12}^2}} \tag{2.24}$$

Verlangt man, daß die beiden Vakuumerwartungswerte reell und positiv sind, so gilt $-\pi/2 \leq \alpha \leq 0$ und $0 \leq \beta \leq \pi/2$.

Im Standardmodell wird das Higgsboson unter anderem benötigt, um in führender Ordnung Divergenzen in einigen Streuamplituden auszulöschen, woraus sich eine Bedingung für die Kopplung zwischen Higgsboson und Eichbosonen ergibt, wie in Abschnitt 2.1.1 dargelegt wurde. Sollen die Higgsbosonen eines Zwei–Higgsdublett–Modells dieselbe Aufgabe erfüllen, so müssen für die Higgs–Vektorboson– sowie für die Higgs–Fermion–Kopplungen folgende Summenregeln einzeln für jedes Vektorboson V und jedes Fermion f erfüllt sein:

$$g^2_{H^0VV} + g^2_{h^0VV} = (g^{SM}_{h^0VV})^2 = g^2 m^2_W \tag{2.25}$$

$$g_{H^0VV} g_{H^0f\bar{f}} + g_{h^0VV} g_{h^0f\bar{f}} = g^{SM}_{h^0VV} g^{SM}_{h^0f\bar{f}} \tag{2.26}$$

Für die Kopplung an Vektorbosonen folgt hieraus [18]:

$$g_{h^0VV} = \sin(\beta - \alpha) \cdot g^{SM}_{h^0VV} \tag{2.27}$$

$$g_{H^0VV} = \cos(\beta - \alpha) \cdot g^{SM}_{h^0VV} \tag{2.28}$$

Insbesondere folgt hieraus, daß der für die Higgsproduktion bei LEP wichtige Prozeß der Higgsstrahlung für das leichte Higgs gegenüber dem Standardmodell um einen Faktor $\sin^2(\beta - \alpha)$ unterdrückt ist.

Wie bereits in Abschnitt 2.1.1 erwähnt, unterliegen Zwei–Higgsdublett–Modelle (2HDM) gewissen Einschränkungen, wenn man FCNCs in führender Ordnung vermeiden will. Hier sollen im weitern nur Modelle betrachtet werden, die der Bedingung aus [7] genügen, daß alle Fermionen mit derselben elektrischen Ladung an nicht mehr als eins der Dubletts koppeln dürfen. Man unterscheidet zwei Klassen von Modellen, die sehr unterschiedliche phänomenologische Eigenschaften besitzen. In Modellen des Typ I koppelt das erste Dublett ϕ_1 überhaupt nicht an Fermionen, während das zweite Dublett ϕ_2 auf dieselbe Weise wie im Standardmodell an Fermionen koppelt. Die in dieser Arbeit gesetzten Ausschlußgrenzen beziehen sich auf Modelle des Typ II, zu denen auch das MSSM gehört. In diesem Fall koppelt ϕ_1 ausschließlich an *down–type* Fermionen, d.h. an d–, s– und b–Quarks sowie geladene Leptonen, und ϕ_2 an *up–type* Fermionen, d.h. an u–, c– und t–Quarks und, so sie Masse besitzen, Neutrinos. Die Kopplungen an Fermion–Antifermion–Paare unterscheiden sich von denen des Standardmodell–Higgsbosons in führender Ordnung um folgende Faktoren, wobei u und d für jeweils für alle *up–* und *down–type* Fermionen stehen [6]:

$$h^0 u\bar{u} : \frac{\cos\alpha}{\sin\beta} \qquad h^0 d\bar{d} : -\frac{\sin\alpha}{\cos\beta} \tag{2.29}$$

$$H^0 u\bar{u} : \frac{\sin\alpha}{\sin\beta} \qquad H^0 d\bar{d} : \frac{\cos\alpha}{\cos\beta} \tag{2.30}$$

$$A^0 u\bar{u} : \cot\beta \qquad A^0 d\bar{d} : \tan\beta \tag{2.31}$$

Es ist zu beachten, daß diese Relationen nur in führender Ordnung gelten. Strahlungskorrekturen verändern diese Resultate zum Teil erheblich. Insbesondere sind Zerfälle, die über Schleifen virtueller schwerer Quarks erfolgen, nicht zu vernachlässigen.

Wie auch im Standardmodell sind die Kopplungen proportional zur Masse des betrachteten Fermions. Das leichte Higgsboson h^0 wird also wie im Standardmodell dominant in b–Quark–Paare zerfallen, solange $\sin\alpha/\cos\beta$ nicht zu klein wird. Es gibt aber auch Regionen des Parameterraumes, in denen das leichte Higgsboson nur schwach an *down–type* Quarks und geladene Leptonen koppelt. Dann können Zerfälle in c–Quarks, und, über t–Quark–Schleifen, in Gluonen, vorherrschend sein. In diesen Regionen sind Standardmodell–Analysen, die sich das Verzweigungsverhältnis in b–Quark–Paare von mehr als 80% zunutze machen, nicht sensitiv.

Das leichte CP–gerade Higgsboson h^0 kann auch in zwei CP–ungerade Higgsbosonen A^0 zerfallen, solange $m_\mathrm{h} > 2m_\mathrm{A}$ gilt. Die Kopplung ist in führender Ordnung proportional zu $\cos 2\beta \cos(\beta+\alpha)$, und kann dominant werden, wenn der Zerfall kinematisch erlaubt ist.

Abbildungen 2.7 a)-c) zeigen das Verzweigungsverhältnis des leichten skalaren Higgsbosons h^0 in b– (Punkte) bzw c–Quark–Paare (Dreiecke) als Funktion von α für $\tan\beta =$ 0.7, 1 und 3 bei einer Masse von m_h=80 GeV. Die Masse des CP–ungeraden Higgsbosons A^0 wurde mit m_A=70 GeV so groß gewählt, daß der Zerfall $h{\rightarrow}AA$ kinematisch nicht erlaubt sind. Es ist zu erkennen, daß der Zerfall in b–Quark–Paare für Werte von α nahe Null unterdrückt ist, wobei der betroffene Bereich in α größer wird, je kleiner man $\tan\beta$ wählt. Dieses Verhalten gilt entsprechend für alle *down–type* Fermionen.

In Abbildung 2.7 d) wurde m_h=80 GeV und m_A=30 GeV gewählt, so daß der Zerfall $h{\rightarrow}AA$ kinematisch möglich ist. Sein Verzweigungsverhältnis ist wiederum als Funktion von α für $\tan\beta = 0.7$ (Sterne), 1 (Quadrate) und 3 (Dreiecke) dargestellt. Für $\tan\beta = 1$ verschwindet dieses Verzweigungsverhältnis.

2.2.2 Das minimale supersymmetrische Standardmodell (MSSM)

Die bisherige Diskussion von Zwei–Higgsdublett–Modellen geschah im Kontext des Standardmodells und berücksichtigte keine weiteren neuen Teilchen außer den Higgsbosonen. Viele der schon in Abschnitt 2.1.2 erwähnten Probleme des Standardmodells lassen sich lösen, in dem man Supersymmetrie (SUSY) einführt, d.h. indem man jedem Fermion (Boson) ein neues Boson (Fermion) als Superpartner zuordnet und auf diese Weise eine Symmetrie zwischen Bosonen und Fermionen erhält, die bei experimentell zugänglichen Energien allerdings gebrochen ist. Supersymmetrische Theorien benötigen mindestens zwei Higgsfeld–Dubletts, um sowohl up- als auch *down–type* Fermionen Masse zu verleihen, da die Eichinvarianz verbietet, daß das Superpotential gleichzeitig Terme, in denen ein Higgssuperfeld an die SU(2)–Singulett–Superfelder der *down–type* Quarks koppelt, und solche, in denen dasselbe Higgssuperfeld an die Singulett–Superfelder der *up–type* Quarks koppelt, besitzt. Es ist auch möglich, zusätzliche Singuletts anzunehmen [6]. Diese Theorien werden hier nicht betrachtet.

Das Higgspotential im MSSM hängt außer von den zwei Higgs–Superfeldern von den Parametern m_1^2, m_2^2 und m_{12}^2 sowie dem Higgsmassenparameter $|\mu|^2$ ab. Minimiert man dieses Potential unter der Nebenbedingung, daß v_1 und v_2 positiv bleiben, so erhält man

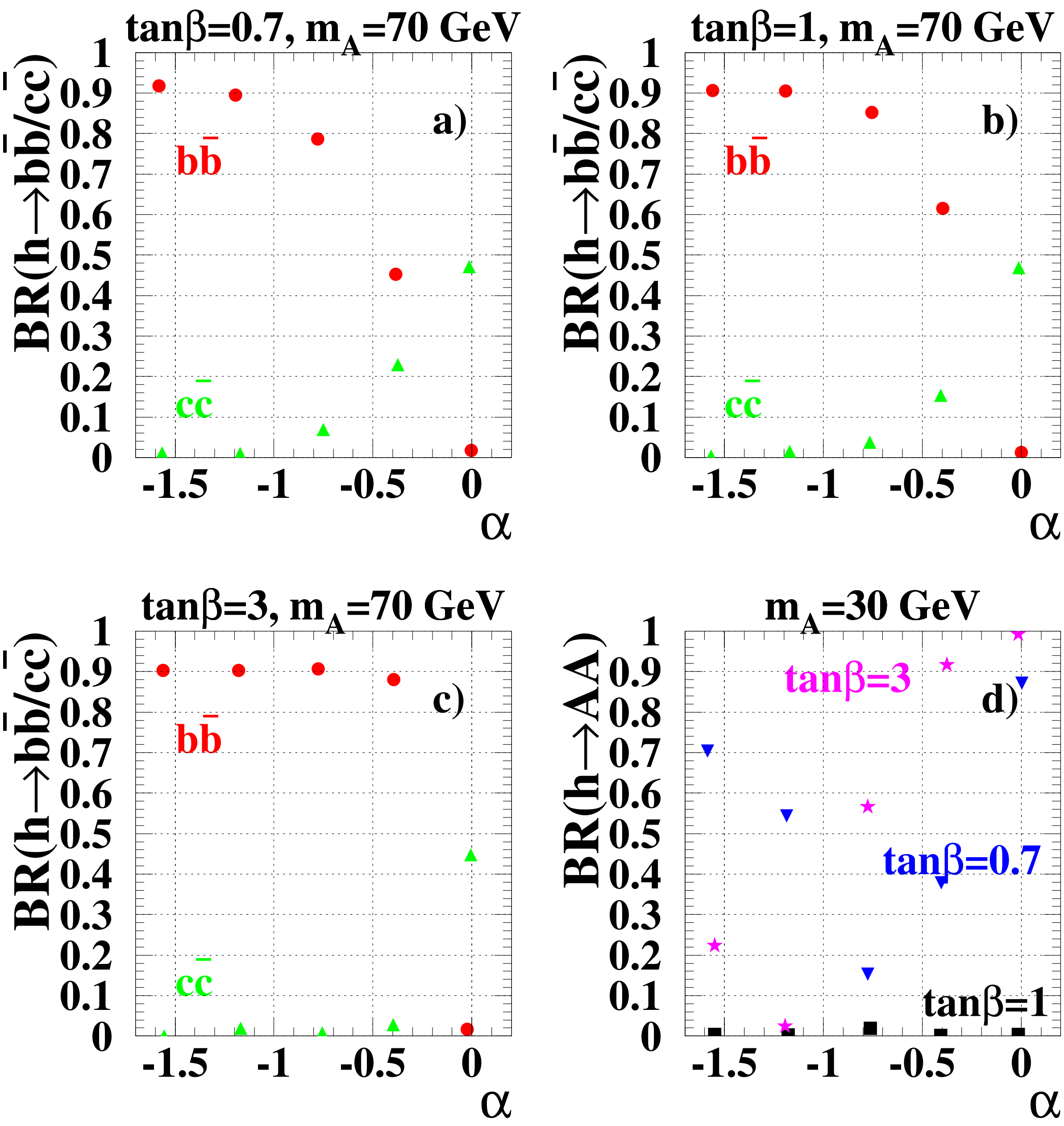

Abbildung 2.7: a)-c): Verzweigungsverhältnisse des leichten, skalaren Higgsbosons mit einer Masse von 80 GeV in c– und b–Quark–Paare im 2HDM als Funktion des Parameters α für verschiedene Werte von $\tan\beta$. Die Masse des CP–ungeraden Higgsbosons beträgt in diesem Beispiel m_{A}=70 GeV. d): Verzweigungsverhältnisse des leichten, skalaren Higgsbosons mit einer Masse von 80 GeV in zwei CP–ungerade Higgsbosonen mit einer Masse von 30 GeV als Funktion des Parameters α für verschiedene Werte von $\tan\beta$. [19]

die folgenden Beziehungen [6] zwischen den Parametern λ_i des Potentials in allgemeinen Zwei–Higgsdublett–Modellen sowie denen im MSSM:

$$\lambda_2 = \lambda_1 \tag{2.32}$$
$$\lambda_3 = \frac{1}{8}(g^2 + g'^2) - \lambda_1 \tag{2.33}$$
$$\lambda_4 = 2\lambda_1 - \frac{1}{2}g'^2 \tag{2.34}$$
$$\lambda_5 = \lambda_6 = 2\lambda_1 - \frac{1}{2}(g^2 + g'^2) = \lambda_4 - \frac{1}{2}g^2 \tag{2.35}$$
$$m_1^2 = -|\mu|^2 + 2\lambda_1 v_2^2 - \frac{1}{2}m_Z \tag{2.36}$$
$$m_2^2 = -|\mu|^2 + 2\lambda_1 v_1^2 - \frac{1}{2}m_Z \tag{2.37}$$
$$m_{12}^2 = -\frac{1}{2}v_1 v_2(g^2 + g'^2 - 4\lambda_1) \tag{2.38}$$

Die Forderung nach Supersymmetrie schränkt somit den Higgssektor des allgemeinen Zwei–Higgsdublett–Modells drastisch ein. In führender Ordnung bleiben nur zwei freie Parameter, beispielsweise $\tan\beta$ und m_A erhalten. Andere SUSY–Parameter beeinflussen den Higgssektor aber zum Teil erheblich durch Strahlungskorrekturen. Für die Massen der physikalischen Higgsbosonen gelten in führender Ordnung die folgenden Beziehungen:

$$m_{H^\pm}^2 = m_A^2 + m_W^2 \tag{2.39}$$
$$m_{H^0,h^0}^2 = \frac{1}{2}(m_A^2 + m_Z^2 \pm \sqrt{(m_A^2 + m_Z^2)^2 - 4m_A^2 m_Z^2 \cdot cos^2 2\beta} \tag{2.40}$$

Hieraus folgen einfache Relationen zwischen den Massen von Higgs– und Eichbosonen wie $m_{H^\pm} \geq m_W$, $m_{H^0} \geq m_Z$, $m_A \geq m_{h^0}$ und $m_{h^0} \leq \min(m_Z, m_A)|\cos 2\beta| \leq m_Z$. Strahlungskorrekturen beeinflussen diese Ergebnisse stark, insbesondere muß m_{h^0} nicht kleiner sein als m_Z. Es wurde jedoch gezeigt, daß m_{h^0} nicht größer ist als etwa 140 GeV [20], womit es aber bereits ausserhalb des bei LEP2 zugänglichen Massenbereichs liegen kann.

Wichtige Größen, die außer $\tan\beta$ und m_A die Phänomenologie des Higgssektors beeinflussen, sind

- die Masse des top–Quarks m_t,
- der Wert der skalaren Fermion–Massen an der GUT–Skala m_0,
- der Wert der Gaugino–Massen[10] an der GUT–Skala, der durch den SU(2)–Gaugino–Massenterm M_2 an der elektroschwachen Skala parametrisiert wird,
- der Higgsmassenparameter μ sowie
- die trilinearen Kopplungen der skalaren Fermionen A an der elektroschwachen Skala, die insbesondere die Mischung im skalaren top–Sektor beeinflussen.

[10] Als Gauginos werden die fermionischen Superpartner der Eichbosonen bezeichnet.

Um experimentelle Resultate im Zusammenhang des MSSMs zu interpretieren und entsprechende Ausschlußgrenzen anzugeben, muß man mehr oder weniger stringente Annahmen über die Werte dieser Parameter machen. Im Falle des „Benchmark Scan“, in dessen Rahmen die vier LEP–Experimente ihre Ergebnisse u.a. interpretieren, gilt:

- $m_t = 175$ GeV
- $m_0 = 1$ TeV
- $M_2 = 1.63$ TeV
- $\mu = -100$ GeV
- $A = 0$ (minimale Mischung im skalaren top–Sektor) oder
  $A = \sqrt{6} \cdot m_0$ (maximale Mischung)

Abbildung 2.8 deutet den Zusammenhang an, der im MSSM zwischen den Massen der Higgsbosonen sowie den Winkeln α und β besteht. In der von m_h und $\tan\beta$ aufgespannten Ebene sind Linien gleicher Werte für m_A, $\sin(\beta-\alpha)$ sowie für die Wirkungungsquerschnitte von Higgsstrahlung und für den konkurrierenden Prozeß der Paarproduktion von h^0– und A^0–Boson dargestellt. Über die anderen SUSY–Parameter sind bei der Erzeugung dieser Abbildungen dieselben Annahmen gemacht worden wie im „Benchmark Scan“. Die durchgezogenen Linien gelten dabei für den Fall größtmöglicher Mischung, die unterbrochenen Linien für minimale Mischung im skalaren top–Sektor. Die grauen Bereiche sind aus theoretischer Sicht verboten.

Es ist zu beachten, daß im MSSM die geladenen Higgsbosonen in der Regel zu schwer sind, um bei LEP2 entdeckt werden zu können.

2.3 Untergrund aus Standardmodell–Prozessen

Die Hauptuntergrundquellen für die Higgssuche bei LEP sind 2–Fermion– und 4–Fermion–Endzustände. Letztere umfassen insbesondere die $\mathrm{W}^\pm$– und Z^0–Paarproduktion, die kinematisch der Higgsstrahlung sehr ähnlich sind. Ihre Wirkungsquerschnitte sind in Abbildung 2.9 gegen die Schwerpunktsenergie aufgetragen. Zum Vergleich ist der Wirkungsquerschnitt für Higgsstrahlung im Standardmodell für verschiedene Werte der Higgsmasse dargestellt. Man erkennt, daß die Higgsstrahlungs–Wirkungsquerschnitte je nach Higgsmasse um einen Faktor 10 bis 100 unter dem für $\mathrm{W}^\pm$–Paarproduktion und selbst noch einen Faktor 2 bis 10 unter dem für Z^0–Paarproduktion liegen.

Von den 2–Fermion–Endzuständen sind für den in dieser Arbeit untersuchten 4–Jet–Kanal insbesondere Ereignisse von Bedeutung, in denen — via einem Z^0–Boson oder einem virtuellen Photon — ein Quark–Antiquark–Paar erzeugt wird. Strahlt dieses entweder zwei harte Gluonen oder ein einzelnes hartes Gluon ab, das wiederum ein Quark–Antiquark–Paar erzeugt, so entstehen vier Jets, die mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit auch als

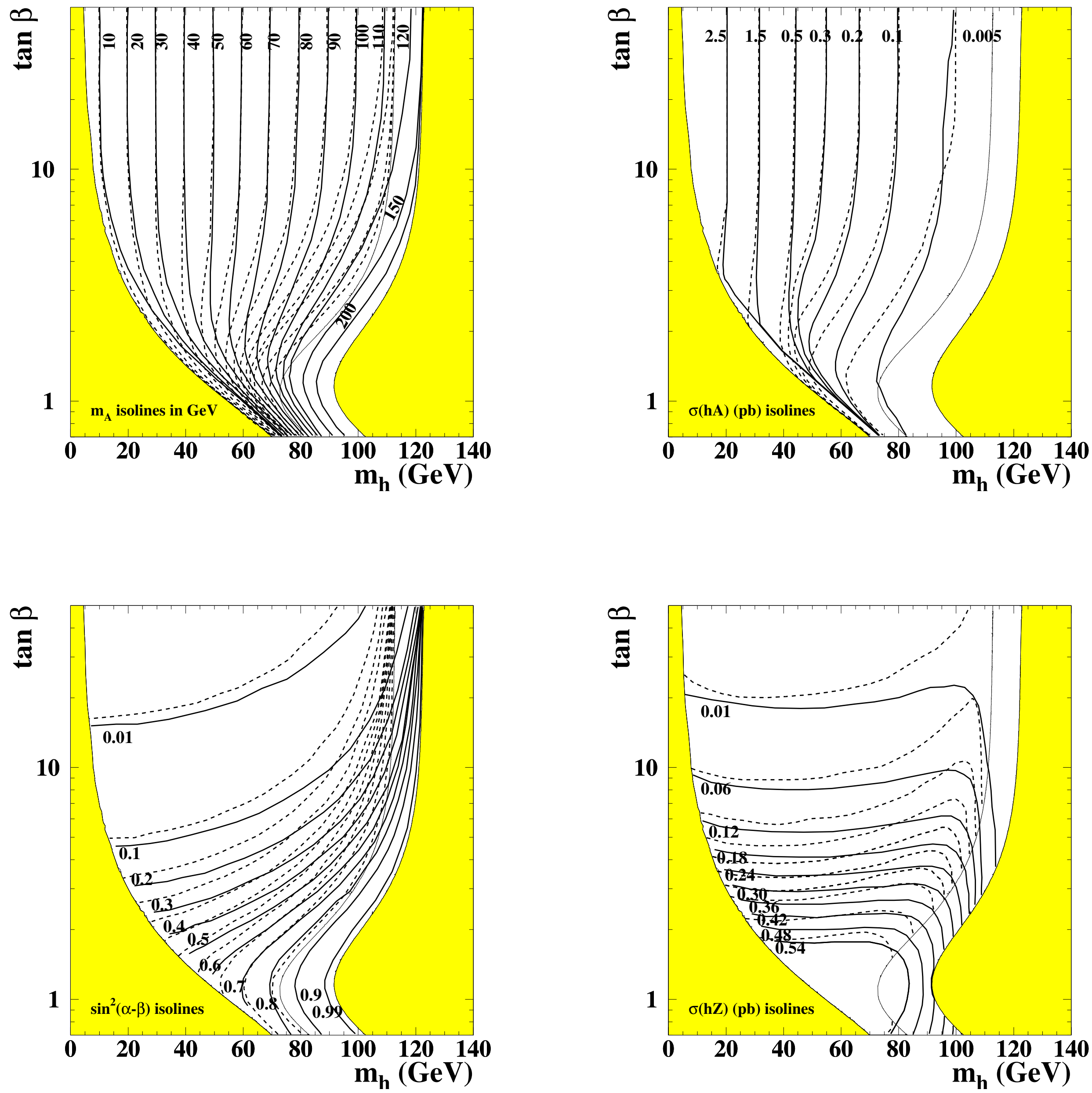

Abbildung 2.8: m_{h}–$\tan\beta$–Ebene mit Isolinien für m_{A}(links oben), $\sin(\beta-\alpha)$ (links unten) sowie für die Wirkungsschnitte von Higgsstrahlung (rechts unten) und Paarproduktion (links oben) bei einer Schwerpunktsenergie von 200 GeV [17]. Die durchgezogenen Linien gelten für den Fall größtmöglicher Mischung, die unterbrochenen Linien für keine Mischung im skalaren top–Sektor. Die grauen Bereiche sind aus theoretischer Sicht verboten. Es wurde der in Abschnitt 2.4 beschriebene HZHA–Generator mit den im Text genannten Annahmen verwendet.

solche aufgelöst werden. Da in beiden Fällen harte Gluon–Abstrahlung auftritt, spricht man auch von QCD–Untergrund.

Wirkungsquerschnitte und andere Eigenschaften dieser Standardmodell–Prozesse sind bei LEP mit hoher Genauigkeit gemessen worden, so daß für Suchen nach Higgsbosonen und anderen neuen Teilchen der zu erwartende Untergrund bekannt ist und daher zuverlässig modelliert (s. Abschnitt 2.4) und bei der Berechnung von Ausschlußgrenzen zumindest teilweise von der Anzahl der beobachteten Kandidaten subtrahiert werden kann.

Sucht man ausschließlich nach Higgsbosonen, die vorwiegend in Paare von b–Quarks zerfallen, so kann man sich die speziellen Eigenschaften von Zerfall und Fragmentation dieser Quarks zunutze machen, um zwischen Signal- und Untergrundereignissen zu unterscheiden. Das Verzweigungsverhältnis der $W^{\pm}$–Bosonen in Quarkpaare, die ein b–Quark enthalten, ist mit etwa 0.05% vernachlässigbar klein. Z^0–Bosonen zerfallen zwar in b–Quark–Paare, aber dies geschieht in nur 20% der hadronischen Zerfälle und damit deutlich seltener, als man es für das Standardmodell–Higgsboson erwarten würde.

Schwieriger gestaltet sich die Situation, wenn man auf alle hadronischen Zerfälle des Higgsbosons sensitiv sein möchte. Dies gilt insbesondere für den 4–Jet–Kanal, d.h. wenn nicht

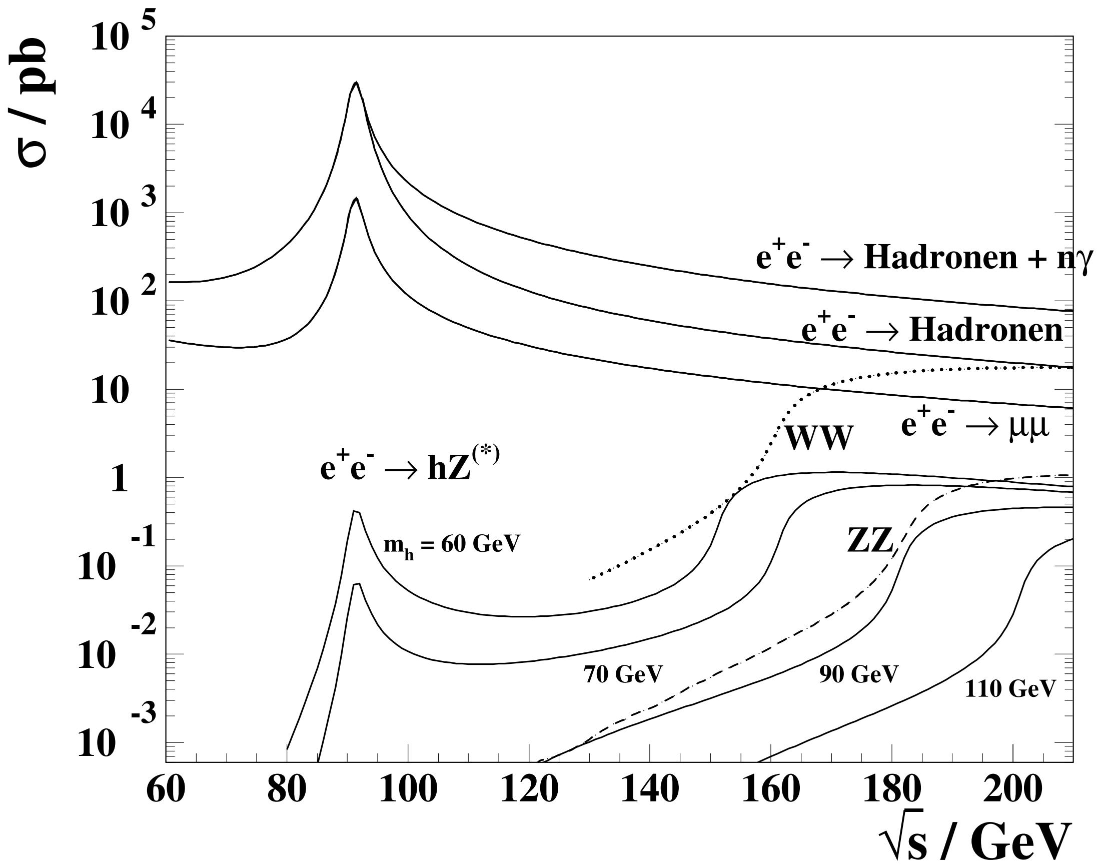

Abbildung 2.9: Wirkungsquerschnitte der wichtigsten Untergrundprozesse im Vergleich mit dem Wirkungsquerschnitt für Higgsstrahlung bei verschiedenen Werten der Higgsmasse [17].

nur das Higgs–, sondern auch das Z^0–Boson hadronisch zerfällt und somit keinerlei Leptonidentifikation anwendbar ist. Deshalb erwartet man in flavour–unabhängigen Analysen und ganz besonders im 4–Jet–Kanal deutlich höhere Raten von Untergrundereignissen, die die Selektion passieren. Eine Möglichkeit, im flavour–unabhängigen Fall zwischen Higgsstrahlungs– und 4–Fermion–Ereignissen zu unterscheiden, sind die Zerfallswinkelverteilungen. Diese sollten für das skalare Higgsboson im Gegensatz zu denen der Vektorbosonen isotrop sein. Allerdings erlaubt diese Eigenschaft lediglich eine statistische Auswertung für ein Ensemble von Ereignissen.

Ereignisse aus 2–Photon–Prozessen ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$) unterscheiden sich sehr deutlich von solchen aus Higgsstrahlung und spielen daher keine wichtige Rolle, da sie bereits die ersten Selektionsschritte nicht passieren.

2.4 Monte–Carlo–Generatoren

Standardmodell–Untergrund

Zur Simulation der aus dem Standardmodell erwarteten Untergrundprozesse werden verschiedene Monte–Carlo–Generatoren verwendet, die im folgenden aufgeführt werden. Die für die eigentlichen Analysen benutzten Generatoren stehen an erster Stelle. Die weiteren generierten Datensätze dienen dazu, den Einfluß von Modellunsicherheiten auf die Resultate abzuschätzen.

- 2–Fermion–Endzustände: PYTHIA [21], HERWIG [22]
- 4–Fermion–Endzustände: GRC4F [23], EXCALIBUR [24]
- 2–Photon–Prozesse: PHOJET [25], HERWIG

Signal–Prozesse

Zur Simulation der Signal–Prozesse, insbesondere der Higgsstrahlung, dient der Generator HZHA [27]. Die Wirkungsquerschnitte und Verzweigungsverhältnisse der drei neutralen Higgsbosonen werden unter Berücksichtigung aller bekannten elektroschwachen und QCD–Korrekturen berechnet. Für die Bestimmung der Kopplungen zwischen Higgsbosonen und Quarks werden die laufenden Zwei–Schleifen–Quarkmassen zur Higgsmassen–Skala evolviert. Als Polmassen für c– und b–Quarks wurden Werte von 1.64 GeV bzw. 4.87 GeV verwendet. Photonabstrahlung im Anfangszustand (ISR) wird bis zur Ordnung α^2 berücksichtigt. Für die leptonischen Zerfälle des Z^0–Bosons ist auch Photonabstrahlung im Endzustand implementiert.

Im minimalen supersymmetrischen Standardmodell werden die Higgspolmassen aus einer analytischen Näherung [28] an die mit Hilfe der Renormierungsgruppengleichungen auf Zwei–Schleifen–Niveau verbesserten Rechnungen, die bis vor kurzem nur für das leichte

CP–gerade Higgsboson existierten [29], verwendet. Die Zwei–Schleifen–Korrekturen werden durch Resummation der führenden Logarithmen berücksichtigt. Diese Näherung ist gültig für alle Werte von $\tan\beta$, m_{A}, dem Higgsmassenparameter μ, sowie der weichen supersymmetrie–berechenden Massenparameter der skalaren Quarks (m_Q, m_U, m_D) und der Mischungsparameter im skalaren top– und bottom–Sektor (A_t, A_b).

Hadronisierung

Der Hadronisierungsprozeß wird mit JETSET [21], d.h. mit Lund–String–Fragmentation simuliert, wobei die in [26] beschriebenen Parameter verwendet werden. Um Unsicherheiten aufgrund des Fragmentationsmodells zu untersuchen, wurde zusätzlich die Cluster–Fragmentation in HERWIG benutzt.

Kapitel 3

Das OPAL–Experiment

OPAL ist eines von vier Experimenten am Speicherring LEP (Large Electron Positron Collider) am Europäischen Zentrum für Teilchenphysik (CERN) bei Genf. Nach einer Reihe von Vorbeschleunigern werden Elektronen und Positronen mit einer Strahlenergie von 22 GeV in entgegengesetzten Umlaufrichtungen in LEP injiziert. Von 1989 bis 1995 (LEP1) wurden die Strahlen auf je etwa 45.5 GeV beschleunigt, bevor sie zur Kollision gebracht wurden, so daß sich eine Schwerpunktsenergie nahe der Masse des Z^0–Bosons ergab. Seitdem haben verschiedene Verbesserungen es ermöglicht, die Schwerpunktsenergie schrittweise auf bis zu 202 GeV zu erhöhen. Die in dieser Arbeit vorgestellte Analyse berücksichtigt insbesondere Daten aus dem Jahr 1998, die bei Schwerpunktsenergien von 189 GeV aufgezeichnet wurden und einer integrierten Luminosität von etwa 170 pb^{-1} entsprechen.

Um die entstehenden Endzustände vollständig rekonstruieren zu können, ist es wichtig, den gesamten Raumwinkel um den Wechselwirkungspunkt möglichst gut zu erfassen. Dies wird durch die zahlreichen Komponenten des OPAL–Detektors gewährleistet, dessen Aufbau in Abbildung 3.1 schematisch dargestellt ist. Die Abmessungen des OPAL–Detektors betragen etwa 12m × 12m × 12m; der Kollisionspunkt von Elektron- und Positronstrahl befindet sich in der Mitte des Detektors. Da im Falle von LEP das Laborsystem mit dem Schwerpunktssystem der einlaufenden Teilchen identisch ist, ist der OPAL–Detektor nicht nur zylindersymmetrisch um die Strahlachse, sondern auch in Elektron- und Positronflugrichtung gleich aufgebaut. Sein Koordinatensystem definiert sich wie folgt: Die z–Achse zeigt entlang der Flugrichtung des Elektronstrahls, die y–Achse zeigt nach oben, und die x–Achse ist zum Mittelpunkt von LEP gerichtet, so daß sich ein rechtshändiges, kartesisches Koordinatensystem ergibt. Alternativ benutzt man den Polarwinkel θ, der in positiver z–Richtung gleich Null und in negativer z–Richtung gleich 180° ist, den Azimutalwinkel ϕ, der in x–Richtung gleich Null und in y–Richtung gleich 90° ist, sowie den Radius r, der sich aus $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ ergibt.

Die folgenden Abschnitte geben einen kurzen Überblick über den OPAL–Detektor und seine wichtigsten Komponenten wie Spurkammern, Kalorimetern, Myonkammern und das System zur Luminositätsmessung. Eine ausführliche Beschreibung befindet sich in [30, 31].

3.1 Das Spurdetektorensystem

Die innerste Komponente des OPAL–Detektors ist der Mikrovertex–Detektor (SI) [31], der aus zwei konzentrisch um das Strahlrohr angeordneten Lagen von Silizium–Streifendetektoren besteht. Er ermöglicht es in Kombination mit den Spurkammern, die Lage des Primärvertex bis auf 60 μm in z–Richtung und bis auf 20 μm in der x–y–Ebene zu bestimmen. Er überdeckt einen Polarwinkelbereich von $|\cos\theta| < 0.89$.

Außerhalb des Mikrovertex–Detektors befindet sich die Vertex–Driftkammer (CV), die sowohl Drahtlagen parallel zur Strahlachse als auch in einem Stereowinkel von 4° dazu geneigte Lagen besitzt. Beide Vertexdetektoren sind von einer großen Jetkammer (CJ)

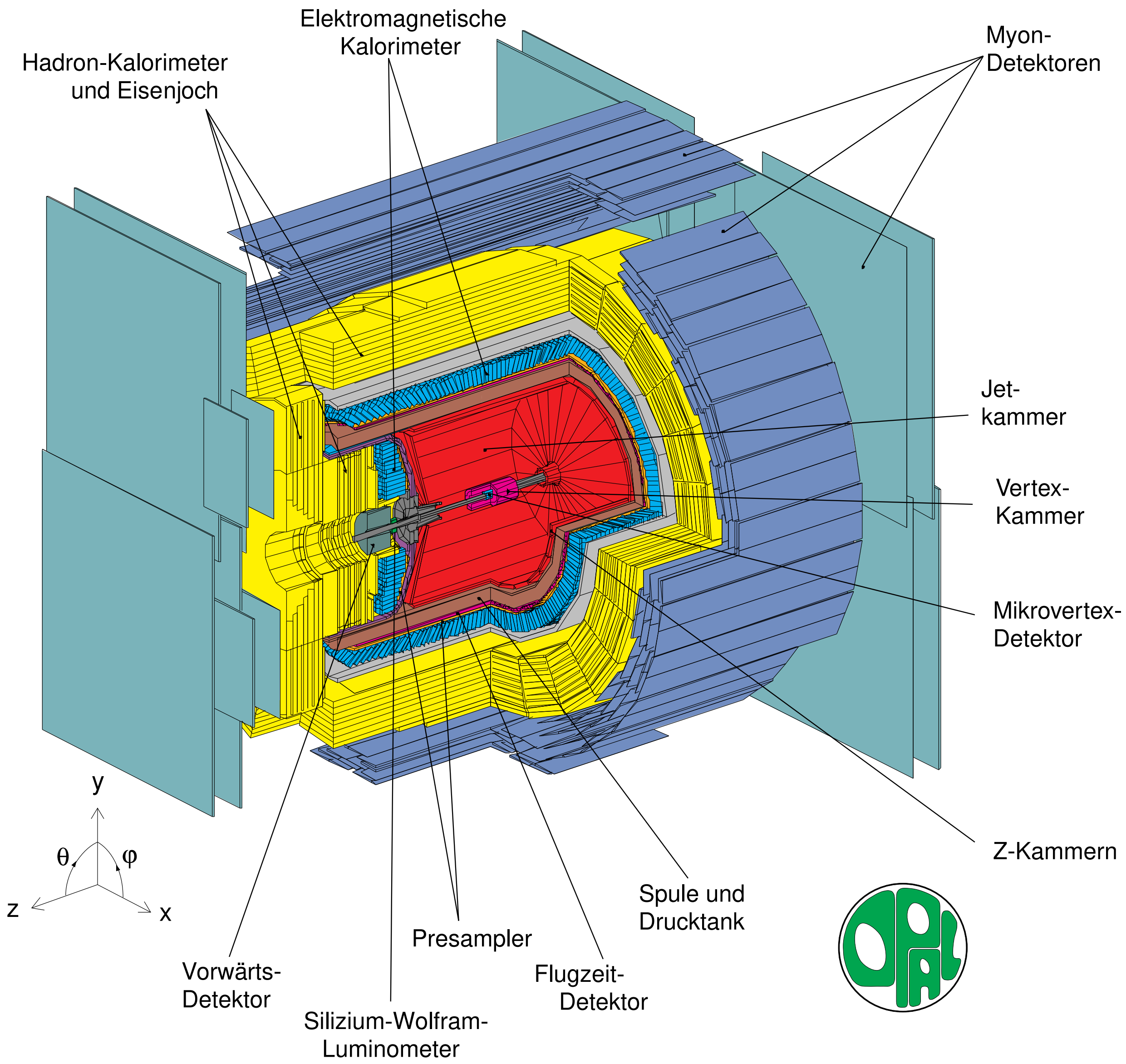

Abbildung 3.1: Schematische Ansicht des OPAL–Detektors.

umgeben, die vier Meter lang ist und sich von einem inneren Radius von 25 cm bis zu einem äußeren von 185 cm erstreckt. Die Jetkammer ist azimutal in 24 Sektoren unterteilt, wobei jeder Sektor eine Ebene aus 159 parallel zur Stahlachse gespannten sensitiven Drähten enthält. Den äußersten Teil des Spurkammersystems bilden zusätzliche z–Kammern (CZ) mit azimutal verlaufenden Drähten, die die Auflösung in z–Richtung verbessern.

Vertex–Driftkammer, Jetkammer und z–Kammern werden bei einem Gasdruck von 4 bar betrieben. Das gesamte Spurdetektorsystem befindet sich in einem homogenen axialen Magnetfeld von 0.435 Tesla, das von einer normalleitenden Spule erzeugt wird. Dieses Magnetfeld begrenzt zusammen mit der Vielfachstreuung die Impulsauflösung der Jetkammer. In Kombination mit der Vertex–Driftkammer und dem Mikrovertex–Detektor erhält man eine Impulsauflösung von $dp/p^2 = 1.6 \cdot 10^{-3}$/GeV. Die z–Koordinate des Anfangspunktes einer Spur kann bis auf etwa 60 μm bestimmt werden, der kleinste Abstand einer Spur in der x–y–Ebene zum Wechselwirkungspunkt bis auf $\sigma_{d_0} \approx 20$ μm. Der zur Teilchenidentifikation wichtige spezfische Energieverlust dE/dx kann mit der Jetkammer bis auf 4% bestimmt werden [32].

Detektorkomponente(n)	Orts– / Winkelauflösung	Impuls– / Energie– / Zeitauflösung
Spurdetektoren		
CJ	$\sigma_{d_0} = 110$ μm	$dp/p^2 = 1.9 \cdot 10^{-3}$/GeV
CJ + CV	$\sigma_{d_0} = 45$ μm	$dp/p^2 = 1.7 \cdot 10^{-3}$/GeV
CJ + CV + SI	$\sigma_{d_0} = 20$ μm	$dp/p^2 = 1.6 \cdot 10^{-3}$/GeV
CV	$\sigma_z = 700$ μm	–
CV + CZ	$\sigma_z = 250$ μm	–
CV + CZ + SI	$\sigma_z = 60$ μm	–
Kalorimeter und Flugzeitmessung		
TB	$\sigma_z = 7.5$ cm	460 ps
TE	$\sigma_\phi = 2$ rad	3 ns
EB	2 cm	$\sigma_E/E = 0.2\% + 6.3\%/\sqrt{E}$
EE	8-14 mm	$\sigma_E/E = 5\%/\sqrt{E}$
HT	–	$\sigma_E/E = 120\%/\sqrt{E}$
Myonsystem		
MB	5 mrad	–
ME	5 mrad	–
Vorwärtsdetektoren		
SW	0.2 mm	$\sigma_E/E = 25\%/\sqrt{E}$
FD	3 mm	$\sigma_E/E = 17\%/\sqrt{E}$

Tabelle 3.1: Orts– sowie Energie– bzw. Impuls–Auflösung der einzelnen Detektorkomponenten sowie verschiedener Kombinationen von Subdetektoren.

3.2 Die Kalorimeter und Flugzeitmessung

Das elektromagnetische Kalorimeter von OPAL besteht aus Bleiglaskristallen, die das Čerenkov–Licht der aus elektromagnetischen Schauern stammenden Elektronen sammeln. Zentralbereich (EB) und Endkappen (EE) decken zusammen 98% des Raumwinkels ab, die Tiefe der Kristalle entspricht etwa 25 Strahlungslängen. Die intrinsische Energieauflösung beträgt im Zentralbereich $\sigma_E/E \approx 0.2\% + 6.3\%/\sqrt{E}$ und $\sigma_E/E \approx 5\%/\sqrt{E}$ in den Endkappen, wobei die Energie E jeweils in GeV einzusetzen ist. Die tatsächliche Energieauflösung ist allerdings bis zu einem Faktor zwei schlechter, da das vor dem Kalorimeter befindliche Material (hauptsächlich Spule und Druckbehälter der Spurkammern) etwa zwei Strahlungslängen entspricht und somit viele Schauer bereits vor dem Kalorimeter beginnen. Daher befinden sich zwischen elektromagnetischem Kalorimeter und dem Drucktank dünne Drahtkammern, die Presampler, deren Signal entnommen werden kann, wieviel Energie ein Schauer außerhalb des Kalorimeters deponiert hat. Auf diese Weise kann im Zentralbereich etwa die Hälfte der durch das tote Material verlorenen Energieauflösung wiedergewonnen werden. Die Ortsauflösung der elektromagnetsichen Kalorimeter beträgt im Zentralbereich etwa 2 cm und in den Endkappen 8-14 mm, was einer Winkelauflösung in der Größenordung von 10 mrad entspricht [33].

Als hadronisches Kalorimeter (HT) dient das mit 8 bis 9 Lagen von Streamerrohrkammern instrumentierte Rückflußjoch der Spule. Seine Dicke von einem Meter entspricht etwa 4 hadronischen Wechselwirkungslängen und es überdeckt 97% des Raumwinkels. Da sich vor dem hadronischen Kalorimeter bereits 2.2 Wechselwirkungslängen an Material befinden, muß im elektromagnetischen Kalorimeter deponierte Energie bei der Bestimmung der Energie eines hadronischen Schauers berücksichtigt werden. Die Energieauflösung beträgt $\sigma_E/E \approx 120\%/\sqrt{E}$, E in GeV.

Außerhalb der Spule befinden sich im Zentralbereich des Detektors 160 Szintillationsdetektoren zur Messung der Flugzeit (TB). Diese parallel zur Strahlachse ausgerichteten, 6.8 m langen Szintillatoren werden zu beiden Seiten des Detektors mit Photomultipliern ausgelesen. Die Zeitauflösung (ohne Benutzung der z–Information anderer Detektorkomponenten) beträgt etwa 460 ps, die Ortsauflösung in z–Richtung wurde zu 7.5 cm bestimmt.

Im Bereich der Endkappen befinden sich zwischen Presampler und elektromagnetischem Kalorimeter ebensfalls Szintillationsdetektoren zur Messung der Flugzeit (TE + MiP–Plug), die gemeinsam einen Winkelbereich von 609 mrad $\geq \theta \geq$ 43 mrad (ebenso in Rückwärtsrichtung) überdecken. Die Zeitauflösung beträgt hier etwa 3 ns, die azimutale Winkelauflösung etwa 2 rad.

3.3 Die Myonkammern

Das Eisenjoch ist außen von 4 Lagen von Myonkammern umgeben, die im Zentralbereich (MB) als planare Driftkammern, in den Endkappen (ME) hingegen als Streamerrohrkammern realisiert sind. 93% des Raumwinkels werden zumindest durch eine Lage abgedeckt.

Myonen mit Impulsen unterhalb von 2 GeV werden im hadronischen Kalorimeter gestoppt. Höherenergetische Myonen treten aus dem Eisenjoch aus und hinterlassen eine Spur in den Myonkammern. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für isolierte Myonen mit einem Impuls von mindestens 3 GeV liegt in 93% des Raumwinkels bei praktisch 100%. Die Winkelauflösung beträgt etwa 5 mrad. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein isoliertes Pion mit einem Impuls von 5 GeV als Myon fehlidentifiziert wird, liegt bei etwa 1%.

3.4 Die Vorwärtsdetektoren und die Messung der Luminosität

Bei OPAL wird die Luminosität gemessen, indem die Rate von Ereignissen aus Kleinwinkel–Bhabha–Streuung ($e^+e^-\to e^+e^-$) gezählt wird. Dafür ist eine gute Instrumentierung der Vorwärtsrichtung erforderlich.

Der Winkelbereich 47 mrad bis 120 mrad von der Strahlachse entfernt wird vom Vorwärtsdetektor (FD) abgedeckt, der sich beidseits des Wechselwirkungspunktes von $|z| = 2.5$ m bis $|z| = 3$ m erstreckt. Er besteht aus mehreren Komponenten, von denen die wichtigste ein Sampling–Kalorimeter ist, das aus wechselnden Lagen von Blei und Szintillatormaterial besteht und insgesamt eine Dicke von 24 Strahlungslängen besitzt. Die Energieauflösung des Kalorimeters beträgt $\sigma_E/E \approx 17\%/\sqrt{E}$, E in GeV.

Ein weiteres Kalorimeter (SW) umgibt das Strahlrohr etwa 2.4 m vom Wechselwirkungspunkt entfernt. Mit 19 Lagen aus Siliziumdetektoren, die sich vor und zwischen 18, je ein oder zwei Strahlungslängen dicken Wolframschichten befinden, überdeckt es einen Polarwinkelbereich von 25 mrad $\leq \theta \leq$ 59 mrad. Es mißt elektromagnetische Schauer mit einer Energieauflösung von $\sigma_E/E \approx 25\%/\sqrt{E}$ (E in GeV) und einer Ortsauflösung von 0.2 mm in der r–ϕ–Ebene [34].

Bei $z = \pm 7.85$ m befindet als äußerste Detektorkomponente ein Blei–Szintillator–Kalorimeter (FF) mit einer Dicke von 20 Strahlungslängen. Es weist Elektronen und Positronen nach, die den Wechselwirkungspunkt unter einem Winkel von 5 bis 10 mrad verlassen und die von einem Quadrupolmagneten aus dem Strahlrohr gelenkt werden.

Messung der integrierten Luminosität

Die Bestimmung der Luminosität folgt einer Standardprozedur bei OPAL, die in [35] beschrieben ist. Die mit dem SW–Kalorimeter gemessene Rate der Kleinwinkel–Bhabhastreuung wird mit der Vorhersage des MC–Programmes BHLUMI4.3 [36] für den Wirkungsquerschnitt dieses Prozesses verglichen. Unter Berücksichtigung von Akzeptanz und Effizienz erhält man hieraus die Luminosität. Auf diese Weise kann die integrierte Luminosität bis auf etwa 0.4% genau bestimmt werden. Die Hauptunsicherheiten sind auf die theoretische Kenntnis des Wirkungsquerschnittes (0.25%) sowie auf die Messung der Strahlenergie (0.25%) zurückzuführen. Der statistische Beitrag ist etwa 0.1%.

3.5 Der Trigger

Im LEP–Ring kommt es alle 22.2 μs zur Begegnung zweier Strahlpakete, was einer Rate von 45 kHz entspricht. Die Aufgabe des Triggers besteht darin, echte e^+e^-–Wechselwirkungen zu trennen vom Untergrund durch kosmischen Strahlen, Rauschen sowie aus Wechselwirkungen der Strahlteilchen mit der Strahlrohrwand oder mit Restgasatomen im Strahlrohr. Dabei wird die Ergeinisrate auf etwa 10 Hz reduziert. Jedes der multihadronischen Ereignisse, die etwa alle 5 Minuten auftreten, entspricht im Durchschnitt einer Informationsmenge von 100 kByte.

Die Triggerlogik trifft ihre Entscheidung aufgrund verschiedener Signale der Subdetektoren, die in zwei Klassen zerfallen. Zum einen ist der gesamte Raumwinkelbereich in 144 überlappende Abschnitte unterteilt, wobei in θ–Richtung 6 Segmente unterschieden werden, während es in ϕ–Richtung 24 sind. Die Signale der einzelnen Subdetektoren werden in dieses θ–ϕ–Raster eingeordnet und für jeden Abschnitt zusammengefaßt. Die resultierende θ–ϕ–Matrix wird als Ganzes mit verschiedenen Triggerbedingungen verglichen. Die andere Klasse umfaßt Triggersignale von einzelnen Subdetektoren unabhängig von ihrer Orientierung im Raumwinkel, insbesondere der Spurtrigger und Signale von Flugzeitmesser, elektromagnetischem und hadronischem Kalorimeter, dem Myonsystem sowie den Detektoren im Vorwärtsbereich. Der OPAL–Trigger ist äußerst leistungsfähig; die Triggereffizienz für multihadronische Ereignisse liegt bei über 99.9%.

Kapitel 4

Neue Konzepte zur Optimierung der Analyse im 4–Jet–Kanal

Der 4–Jet–Kanal ist für die Suche nach Higgsstrahlungsereignissen besonders interessant. Da das Z^0–Boson hauptsächlich hadronisch zerfällt, verfügt er über das größte Verzweigungsverhältnis und steuert somit wesentlich zur erwarteten Signalrate bei[1]. Andererseits stellt er auch besondere Anforderungen, da sowohl eine effiziente Reduktion des Untergrundes als auch die Rekonstruktion der Ereignisse schwieriger sind als in Kanälen, in denen das Z^0–Boson in ein Leptonpaar zerfällt. Zum einen erzeugen Untergrundprozesse wie z.B. $W^{\pm}$–Paarproduktion oder 2–Fermion–Prozesse ebenfalls 4–Jet–Ereignisse. Zum anderen ist es im 4–Jet–Kanal nicht eindeutig, welche zwei Jets vom Z^0– und welche vom Higgsboson stammen, so daß es für jedes Ereignis sechs verschiedenen Möglichkeiten gibt, es als Higgsstrahlungsereignis zu interpretieren. Die Unbestimmtheit der Jetzuordnung erschwert das Zurückweisen von Untergrundereignissen zusätzlich.

Beschränkt man sich auf Modelle, in denen das Higgsboson hauptsächlich in b–Quark–Paare zerfällt, so ist das Identifizieren von b–Jets ein wichtiges Mittel, um den Untergrund (insbesondere aus der $W^{\pm}$–Paarproduktion) zu reduzieren und auch, um eine zuverlässige Zuordnung der Jets zu den Bosonen zu erhalten.

Ziel der in dieser Arbeit vorgestellten Analyse ist es, auf alle hadronischen Zerfälle des Higgsbosons sensitiv zu sein, da es auch Modelle gibt, in denen für gewisse Kombinationen der Parameter das Higgsboson nicht an b–Quarks koppelt. Um die oben geschilderten Probleme des 4–Jet–Kanals ohne den Nachweis von b–Jets zu bewältigen, wurde eine neuartige Analyse entwickelt, deren zentrale Elemente in diesem Kapitel ausführlich motiviert und diskutiert werden sollen, bevor sie in Kapitel 5 auf die im Jahr 1998 bei OPAL aufgezeichneten Daten angewendet wird.

Zunächst wird in Abschnitt 4.1 ein für diese Arbeit entwickeltes Maß der Sensitivität von Analysen zur Suche nach neuen Teilchen vorgestellt. Eine bei OPAL bereits verbreitete

[1] Modelle mit einem fermiophobischen Higgsboson oder einem in SUSY–Teilchen zerfallenden Higgsboson ausgenommen

Analysetechnik ist die *binned likelihood*–Methode, auf die in Abschnitt 4.2 kurz eingegangen wird.

Um auch ohne Identifikation von b–Jets das gesuchte Signal vom Untergrund unterscheiden zu können, muß die zur Verfügung stehende kinematische Information optimal genutzt werden. Zu diesem Zweck wurde im Rahmen dieser Arbeit eine neue kinematische Anpassung entwickelt, der in Abschnitt 4.3 ausführlich diskutiert wird. Eine weitere neue Observable ist die Matrixelementwahrscheinlichkeit für Higgsstrahlung, die in Abschnitt 4.4 untersucht wird.

Ein weiteres neues Konzept dieser Arbeit ist das einer massenabhängigen Analyse, das in Abschnitt 4.5 vorgestellt wird. Zum einen kann die kinematische Information effizienter genutzt werden, wenn man nicht nach allen relevanten Higgsmassen gleichzeitig sucht, sondern sich jeweils auf kleine Intervalle der Higgsmasse beschränkt. Dieser Effekt ist umso ausgeprägter, desto größer der Massenbereich ist, auf den die Analyse insgesamt sensitiv sein sollte. Eine massenabhängige Analyse eröffnet zudem die Möglichkeit neue Variablen zu verwenden, die sich nur unter expliziter Annahme einer bestimmter Higgsmasse konstruieren lassen.

4.1 Kriterien der Optimierung

Um Entdeckung oder Ausschluß eines Higgsbosons bis nahe ans kinematische Limit zu ermöglichen, sollte die Effizienz, mit der Signalereignisse die Selektion passieren, hoch sein, wohingegen nur wenige Untergrundereignisse selektiert werden sollen. In Abwesenheit eines Signals in den Daten benutzt man als Maß für die Sensitivität einer Analyse die erwartete Auschlußgrenze (siehe Abschnitt 6.1), die ausschließlich aus Monte–Carlo–Simulationen bestimmt wird und dem beobachteten Limit entspricht, falls die Daten kein Signal enthalten und auch sonst den durch die Simulation realisierten Erwartungen aus dem Standardmodell entsprechen. Es gibt viele verschiedene Möglichkeiten, dieses erwartete Limit zu bestimmen, die hier verwendete ist in Kapitel 6 beschrieben. Da das erwartete Limit stets unter Berücksichtigung vieler verschiedener Kanäle bestimmt wird, ist es zur Optimierung einzelner Analysen sehr unhandlich. Daher wurde für diese Analyse folgendes einfacheres Kriterium, eine Figure of Merit (FoM) entwickelt [46]:

$$\mathrm{FoM} = \frac{2.1\sqrt{B + 2.04}}{\epsilon} \tag{4.1}$$

Dabei steht B für die erwartete Anzahl der Untergrundereignisse, die die Selektion passieren, und ϵ repräsentiert die Selektionseffizienz für Signalereignisse. Die Zahlenwerte wurden so gewählt, daß die FoM eine gute Näherung an die erwartete Obergrenze (bei einem Vertrauensniveau von 95%) für die Anzahl von beobachteten Signalereignissen darstellt, die man aus einer üblichen Methode zur Berechnung von Ausschlußgrenzen, der Likelihood–Ratio–Methode [37, 38], erhält. Insbesondere berücksichtigt der konstante Term unter der Wurzel die Poission–Statistik des Untergrundes, indem er dafür sorgt, daß nie eine Anzahl von Signalereignissen kleiner als 3 ausgeschlossen werden kann. Ist die

Untergrunderwartung so groß, daß statt der Poisson–Statistik eine gaussische Verteilung angenommen werden kann, so kann der konstante Term gegenüber B vernachlässigt werden. Da $\sqrt{B}$ der statistische Fehler der Untergrunderwartung ist, entspricht $2 \cdot \sqrt{B}$ einer 2–σ–Abweichung, d.h. der gaussischen 95%–Vetrauensniveau–Grenze.

Die FoM hängt nicht von dem (a priori unbekannten) Signalwirkungsquerschnitt ab, wohl aber von der absoluten Zahl der erwarteten Untergrundereignisse. Dies bedeutet, daß der optimale Arbeitspunkt einer Analyse sich mit der integrierten Luminosität des untersuchten Datensatzes ändern kann. Diese FoM kann für jede Art von Suche nach neuen Teilchen verwendet werden, egal ob es sich um eine auf Schnitten basierende Analyse handelt, oder ob eine Likelihood–Methode oder ein Neuronales Netz verwendet wurde.

4.2 Die Likelihood–Methode

Die *binned likelihood*–Methode [39] (im folgenden kurz „Likelihood" genannt) wird in vielen OPAL–Analysen verwendet, um Signalereignisse möglichst effektiv von Ereignissen aus den verschiedenen Untergrundquellen zu trennen. Während Schnitte auf einzelne Selektionsvariablen stets einen Hyperquader aus dem von den Variablen aufgespannten Merkmalsraum auswählen, ist es mit einer Likelihood–Methode möglich, Ereignisse in einem Volumen mit beliebigen Grenzflächen zu selektieren, was eine erheblich effizientere Trennung von Signal und Untergrund erlaubt. Im Fall von genau zwei verschiedenen Ereignisklassen läßt sich einfach beweisen, daß die Likelihood–Funktion eine optimale Observable darstellt, d.h. daß bei einem Schnitt auf die Likelihood–Funktion bei jeder gewünschten Effizienz die optimale Reinheit erzielt wird (Neyman–Pearson–Lemma [40]).

Die Likelihood–Funktion $\mathcal{L}_i(\vec{x})$ gibt die Wahrscheinlichkeit an, daß ein Ereignis am Punkt $\vec{x}$ im m–dimensionalen Merkmalsraum zur Ereignisklasse i gehört. Für n Ereignisklassen berechnet sie sich aus den Wahrscheinlichkeitsdichten $p_i(\vec{x})$ als

$$\mathcal{L}_i(\vec{x}) = \frac{\sigma_i \cdot p_i(\vec{x})}{\sum_{i=1}^{n} \sigma_i \cdot p_i(\vec{x})}. \tag{4.2}$$

Dabei wird die Wahrscheinlichkeitsdichte jeder Klasse mit einem Faktor σ_i gewichtet, der die a–priori–Wahrscheinlichkeit für die Klassenzugehörigkeit eines Ereignisses, d.h. die relativen Produktions–Wirkungsquerschnitte der Ereignisklassen, berücksichtigt.

Um die Wahrscheinlichkeitsdichten zu erhalten, nimmt man an, die Selektionsvariablen seien nicht miteinander korreliert. Dann faktorisiert die m–dimensionale Wahrscheinlichkeitsdichte in ein Produkt aus m eindimensionalen Wahrscheinlichkeitsdichten:

$$\mathcal{L}_i(\vec{x}) = \frac{\sigma_i \cdot \prod_{k=1}^{m} p_{ik}(x_k)}{\sum_{i=1}^{n} \sigma_i \cdot \prod_{k=1}^{m} p_{ik}(x_k)}. \tag{4.3}$$

Die eindimensionalen Wahrscheinlichkeitsdichten werden für jede Ereignisklasse und jede Selektionsvariable aus Referenzhistogrammen gewonnen[2]. Für jede Ereignisklasse werden

[2]Daher *„binned" likelihood*

also entweder genügend reine echte Datensätze oder, wie für diese Analyse, Monte–Carlo–Datensätze (im folgenden auch kurz „MC“ für „Monte–Carlo“) benötigt, um die Referenzhistogramme zu füllen. Werden diese auf einen Inhalt von 1 normiert, so gibt der Inhalt des Intervalls (oder *bins*), in das der Wert der Variablen x_k für das betrachtete Ereignis fällt, den Wert der Wahrscheinlichkeitsdichte $p_{ik}(x_k)$ an.

Für jedes Ereignis wird nun der Wert von $\mathcal{L}_{Signal}(\vec{x})$ berechnet, und alle Ereignisse, für die $\mathcal{L}_{Signal}(\vec{x})$ größer ist als ein geeignet zu wählender Schnittwert, werden akzeptiert. Die Effizienz, mit der Signalereignisse von der Likelihood selektiert werden, sowie die Anzahl der Untergrundereignisse, die die Likelihood–Selektion passieren, sollten im allgemeinen mit anderen MC–Datensätzen bestimmt werden als denen, mit denen die Referenzhistogramme erzeugt wurden. Dies verhindert, daß die Effizienz dadurch überschätzt wird, daß die Likelihood sich an speziellen Eigenschaften der benutzten Monte–Carlo–Datensätze orientiert, die nicht für den physikalischen Prozeß repräsentativ sind. Untersuchungen haben jedoch gezeigt, daß es nicht verfälschend ist, für beide Zwecke in der Regel dieselben MC–Ereignisse zu verwenden und nur stichprobenartig andere MC–Datensätze zur Kontrolle heranzuziehen, um den Bedarf an MC–Ereignissen im Rahmen zu halten. Verfälschende Effekte können desweiteren auftreten, wenn zuwenige Ereignisse pro *bin* vorhanden sind, so daß die Likelihood durch statistische Fluktuationen dominiert wird. Es hat sich gezeigt, daß 1000 bis 2000 generierte Signalereignisse pro generierter Higgsmasse ausreichend sind, um dies zu vermeiden.

Um eine wirklich optimale Trennung von Signal und Untergrund zu erhalten, ist es nötig, daß die zur Definition der Referenzhistogramme verwendeten Monte–Carlo–Simulationen die Daten tatsächlich gut beschreiben und daß die verwendeten Variablen unkorreliert sind. Es ist jedoch zu beachten, daß eine Likelihood–Selektion ihre Gültigkeit auch dann behält, wenn dies nicht gegeben ist, denn die Extraktion von $\mathcal{L}_{Signal}(\vec{x})$ aus den Referenzhistogrammen ist in jedem Fall eine wohldefinierte Prozedur, solange sie auf alle MC–Ereignisse sowie auf die Daten in konsistenter Weise angewandt wird.

4.3 Kinematische Anpassungen

Eine kinematische Anpassung (im folgenden auch kinematischer Fit) variiert die gemessenen kinematischen Größen, z.B. Impulse und Richtungen der Teilchen im Endzustand, so daß sie gewisse Zwangsbedingungen erfüllen, z.B. Impulserhaltung bzgl. des Anfangszustandes. Bei der Suche nach dem Higgsboson werden kinematische Anpassungen aus verschiedenen Gründen eingesetzt. Zum einen kann man die Energie– und Winkelauflösung, mit der die Objekte im Endzustand rekonstruiert werden, verbessern, indem man verlangt, daß sie Energie– und Impulserhaltung im Vergleich mit dem Anfangszustand genügen. Desweiteren können kinematische Anpassungen dazu benutzt werden, Signal– und Untergrundereignisse zu trennen oder eine Zuordnung zwischen den vier Jets und den zuvor entstanden zwei Bosonen, beispielsweise dem Higgs– und dem Z^0–Boson zu finden. Da kinematische Anpassungen eine wichtige Rolle in den in dieser Arbeit vorgestellten Analysen spielen, sollen sie im folgenden etwas näher beleuchtet werden, bevor auf die verschiedenen Zwangsbedingungen eingegangen wird.

Jeder Jet liefert drei anzupassende Parameter (z.B. die Impulskomponenten), die mit einer gewissen Genauigkeit gemessen sind; die Jetmasse wird nicht variiert. Auch ungemessene Größen, z.B. im Falle von Neutrinos oder τ–Leptonen im Endzustand, können bestimmt werden, solange man eine genügende Anzahl von Zwangsbedingungen verlangt. Im hier betrachteten Kanal liegen jedoch stets 4 Jets im Endzustand vor, so daß im folgenden nur gemessene Parameter betrachtet werden. Um eine geeignete Parametrisierung der Jetimpulse zu wählen, sollten verschiedene Kriterien berücksichtigt werden. Die Korrelationen unter den Parametern sollten gering sein, die Fehler in etwa gaussisch verteilt sein und die Parameter sollten möglichst keinen Einschränkungen bzgl. ihres physikalisch sinnvollen Bereiches unterliegen, da sonst die Gefahr besteht, ein unphysikalisches Fit–Ergebnis zu erhalten, beispielsweise einen negativen Impulsbetrag. Als die diesen Anforderungen am besten genügende Kombination hat sich $(\log p, \theta, \phi)$ erwiesen [41].

Die Zwangsbedingungen sollen nach dem Fit durch möglichst geringe Variationen der gemessenen Parameter erfüllt sein. Dies wird durch eine χ^2–Minimierung [38] erreicht, wobei das χ^2 sich aus zwei Termen zusammensetzt. Der eine, χ^2_T, ist ein Maß für die Abweichungen zwischen den gemessenen und angepaßten Werten der Parameter, wobei die Genauigkeit, mit der die einzelnen Größen gemessen wurden, berücksichtigt wird. Sind $\vec{x}_{\text{mess}}$ und $\vec{x}_{\text{fit}}$ Vektoren, die die gemessenen bzw. angepaßten Werte der Parameter enthalten, und ist V die zu $\vec{x}_{\text{mess}}$ gehörige Kovarianzmatrix, so erhält man χ^2_T aus:

$$\chi^2_T = (\vec{x}_{\text{mess}} - \vec{x}_{\text{fit}})^T \quad V^{-1} \quad (\vec{x}_{\text{mess}} - \vec{x}_{\text{fit}}). \tag{4.4}$$

Der zweite Beitrag, χ^2_K gibt an, wie gut die Zwangsbedingungen erfüllt sind. Diese werden mit der Methode der Langrangeschen Multiplikatoren realisiert. Sind $\vec{\lambda}$ die Multiplikatoren und $\vec{F}(\vec{x}) = \vec{0}$ die Zwangsbedingungen, so errechnet sich χ^2_K gemäß:

$$\chi^2_K = 2 \quad |\vec{\lambda} \cdot \vec{F}|. \tag{4.5}$$

Die gesuchten Größen $\vec{x}_{\text{fit}}$ sind Lösung des Gleichungssystems, das man erhält, wenn man die Ableitungen von χ^2 nach den Komponenten x_i und λ_k gleich Null setzt, um so das minimale χ^2 zu finden:

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial x^i} = 0 \tag{4.6}$$

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial \lambda^k} = 0 \tag{4.7}$$

Die Ableitungen nach λ_k liefern gerade die Zwangsbedingungen, die somit von Lösungen des Gleichungssystems exakt erfüllt werden. Da die Zwangsbedingungen im allgemeinen nicht linear sind, läßt sich dieses Gleichungssystem nur durch ein iteratives Verfahren lösen. Dieses wird abgebrochen, wenn eine maximale Anzahl von Interationen überschritten wird oder wenn es konvergiert ist. Dafür müssen die folgenden Konvergenzkriterien erfüllt sein:

- Die Änderung in χ^2_K von einer Iteration zur nächsten muß klein genug sein (hier kleiner als 0.001).

- Die relative Änderung in χ^2_T muß klein genug sein (hier kleiner als 0.0001).
- Das Verhältnis χ^2_K/χ^2_T darf einen Maximalwert nicht überschreiten (hier 0.01).

Konnte eine Lösung gefunden werden, so berechnet man die Wahrscheinlichkeit, daß eine Zufallsvariable mit einer N–dimensionalen χ^2–Verteilung einen Wert größer oder gleich dem gefundenen Minimalwert für χ^2, X, annimmt:

$$P(X|N) = \frac{1}{\sqrt{2^N}\Gamma(\frac{1}{2}N)} \int_X^\infty e^{-\frac{1}{2}t} t^{\frac{1}{2}N-1} dt \tag{4.8}$$

Diese Definition der χ^2–Wahrscheinlichkeit ist so gewählt, daß sie für Ereignisse aus dem Prozeß, der die Wahl der Zwangsbedingungen motiviert hat, zwischen 0 und 1 gleichverteilt ist.

Die χ^2–Wahrscheinlichkeit wird in der weiteren Analyse benutzt, um zu beurteilen, wie gut ein Ereignis der den Zwangsbedingungen entsprechenden Hypothese entspricht.

Standard–Anpassungen

Weit verbreitet ist eine Anpassung, dessen vier Zwangsbedingungen Energie– und Impulserhaltung bzgl. des Anfangs verlangen (4C–Fit). Im Falle von Higgsstrahlungsereignissen sollten die 4 Jets des Endzustands die gesamte Schwerpunktsenergie enthalten[3]. Daher verlangt der 4C–Fit, daß die Summe der Viererimpulse der 4 Jets gleich $(\sqrt{s}, \vec{0})$ ergibt.

In der Higgssuche wird außerdem häufig eine Anpassung mit fünf Zwangsbedingungen (5C–Fit) verwendet, der zusätzlich verlangt, daß die invariante Masse eines der sechs möglichen Jetpaare gleich der nominellen Z^0–Masse ist. Der 5C–Fit wird sechsmal durchgeführt, wobei jeweils ein anderes Jetpaar dem Z^0–Boson zugeordnet wird.

Beide Anpassungen konvergieren gar nicht oder nur mit einer sehr geringen χ^2–Wahrscheinlichkeit, wenn es sich um Ereignisse handelt, in denen bereits die Teilchen des Anfangszustandes einen nenneswerten Teil ihrer Energie als Photonen abgestrahlt haben (ISR), bevor es zu einer Wechselwirkung kommt. Im Falle von Ereignissen, in denen nur wenig Energie als ISR abgestrahlt wird, verbessern diese Anapssungen die Impulsauf̈ölsung der Jets und damit der rekonstruierten Massen. Der 5C–Fit liefert zusätzlich die Möglichkeit, eine Jetzuordnung zu finden, indem man die Kombination mit der höchsten χ^2–Wahrscheinlichkeit auswählt. Beschränkt man sich auf Higgsbosonen, die hauptsächlich in b–Quark–Paare zerfallen, so kann die χ^2–Wahrscheinlichkeit zu diesem Zweck auch mit Größen kombiniert werden, die auf spezielle Eigenschaften von b–Quark–Jets abzielen. Im allgemeinen, d.h. flavour–unabhängigen Fall ist man jedoch alleine auf kinematische Größen angewiesen, um eine geeignete Jetzuordnung zu finden.

[3]unter Vernachlassigung der Photonabstrahlung im Anfangszustand (ISR)

Alternative Anpassungen

Im Rahmen dieser Arbeit wurden drei neue kinematische Anpassungen untersucht. Die Anwendung der ersten beiden (und unter bestimmten Bedingungen auch die des dritten) sind nur im Rahmen einer massenabhängigen Analyse anwendbar, da eine explizite Annahme über die Higgsmasse gemacht werden muß. Details einer solchen Analyse werden in Abschnitt 4.5 vorgestellt.

Die erste ist eine Anpassung mit sechs Zwangsbedingungen (6C–Fit), nämlich denen des 5C–Fits sowie der Forderung, daß die invariante Masse der anderen zwei Jets, die nicht dem Z^0–Boson zugeordnet sind, gleich einer hypothetischen Higgsmasse ist. Auch diese Anpassung wird für jedes Ereignis sechs Mal mit verschiedenen Jetzuordnungen durchgeführt, womit wiederum die Möglichkeit besteht, diejenige mit der größten χ^2–Wahrscheinlichkeit auszuwählen. Dieser Fit stellt sehr strikte Anforderungen, da nicht nur die invarianten Massen beider Jetpaare, sondern auch die Summe der vier Jetenergien festgelegt ist, so daß nur wenig Raum zur Variation der Jetenergien und -Impulse bleibt, was dazu führt, daß der Fit schlecht konvergiert. Dies ist noch verständlicher, wenn man bedenkt, daß zwar die Zerfallsbreite des Higgsbosons gegenüber der experimentellen Massenauflösung zu vernachlässigen ist, nicht aber die Breite des Z^0–Bosons.

Bei der zweiten Anpassung ($5\frac{1}{2}$C–Fit) ist daher die harte Bedingung, daß die invariante Masse eines Jetpaares gleich der nominellen Z^0–Masse sei, gelockert worden, indem die natürliche Zerfallsbreite des Z^0–Bosons berücksichtigt wird. Es wird also nicht in jedem Ereignis eine rekonstruierte Z^0–Masse von 91.2 GeV erzwungen, sondern es werden Abweichungen in dem Maße zugelassen, daß das Spektrum der rekonstruierten Z^0–Massen von ausreichend vielen Ereignissen jenes der generierten Z^0–Massen wieder gibt. Die Realisierung dieser weichen Zwangsbedingung wird im nächsten Abschnitt ausführlicher diskutiert.

Die dritte Anpassung verwendet dieselbe weiche Zwangsbedingung wie der zweite, verzichtet aber darauf, die invariante Masse des anderen Jetpaares auf eine hypothetische Higgsmasse zu fixieren ($4\frac{1}{2}$C–Fit).

4.3.1 Die weiche Z^0–Massen–Bedingung

Um die Breite des Z^0–Bosons in kinematischen Anpassungen berücksichtigen zu können, muß zunächst untersucht werden, wie sich das Z^0–Massenspektrum bei gegebener Schwerpunktsenergie als Funktion der Higgsmasse verhält.

Die fünf Histogramme in Abbildung 4.1 zeigen die Verteilungen der generierten Z^0–Massen für Higgsmassen in 5–GeV–Schritten zwischen 80 und 100 GeV bei einer Schwerpunktsenergie von 189 GeV. Solange die Higgsmasse deutlich unterhalb des kinematischen Limits liegt, d.h. solange sie kleiner als $\sqrt{s} - m_Z = 97.8$ GeV ist, wird das Spektrum der generierten Z^0–Massen gut durch eine einfache Breit–Wigner–Funktion beschrieben, wie man an den angepaßten Funktionen bei Higgsmassen von 80, 85 und 90 GeV erkennen kann. Aber schon bei 95 GeV und stärker noch bei 100 GeV werden die Verteilungen asymmetrisch

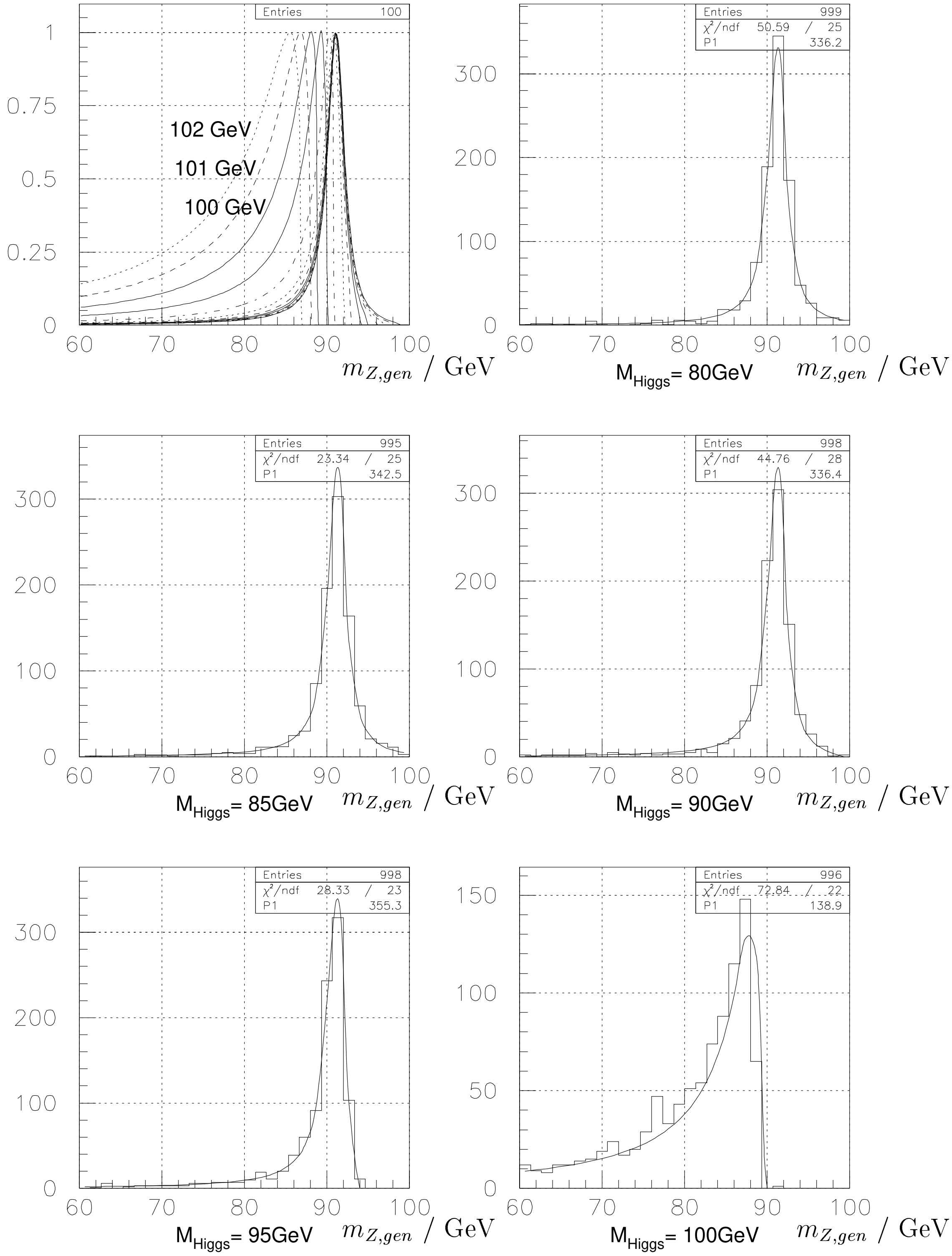

Abbildung 4.1: Generiertes Z^0–Massenspektrum als Funktion der Higgsmasse bei einer Schwerpunktsenergie von 189 GeV. Das erste Bild zeigt die verwendete Fitfunktion für Higgsmassen zwischen 90 und 102 GeV in Schritten von 1 GeV. Für größere Higgsmassen ist die Verschiebung der Maximumsposition hin zu kleinerern Z^0–Massen deutlich erkennbar. Die folgenden fünf Bilder zeigen dieselbe Funktion im Vergleich mit den generierten Z^0–Massenspektren für verschiedene Higgsmassen zwischen 80 und 100 GeV. Obwohl der einzige angepaßte Parameter die Normierung der Fitfunktion ist, erhält man eine gute Beschreibung der Verteilungen.

mit langen Schwänzen zu kleinen Z^0–Massen und einem scharfen Abfall bei $m_Z = \sqrt{s} - m_h$. Außerdem ist zu erkennen, daß sich die Position des Maximums zu kleineren Z^0–Massen verschiebt, je höher die Higgsmasse ist. Wie die an die entsprechenden Verteilungen angepaßten Funktionen in Abbildung 4.1 zeigen, läßt sich dieses Verhalten modellieren, indem man die Breit–Wigner–Funktion mit einem Zwei–Teilchen–Phasenraumfaktor multipliziert:

$$F(m_Z) = \frac{\Gamma_Z^2/4}{(m_Z - m_{Z^0}) + \Gamma^2/4} \cdot \frac{\sqrt{(s - (m_Z + m_H)^2)(s - (m_Z - m_H)^2)}}{s} \tag{4.9}$$

Dabei bezeichnet s das Quadrat der Schwerpunktsenergie und m_{Z^0} die nominale Z^0–Masse, wohingegen m_Z die tatsächliche invariante Masse der zwei dem Z^0–Boson zugeordneten Jets ist. Für jede Higgsmasse wird die Maximumsposition m_0 mit einem Newton–Verfahren bestimmt und die Funktion so normiert, daß ihr Wert im Maximum 1 ist, bevor sie an das Spektrum der generierten Z^0–Masse angepaßt wird. Der Fit variiert dabei nur die Normierung der Funktion. Im oberen linken Bild in Abbildung 4.1 ist diese modifizierte Breit–Wigner–Funktion für Higgsmassen zwischen 90 und 102 GeV dargestellt, so daß Asymmetrie und Verschiebung des Maximums deutlich zu erkennen sind.

Insbesondere in der Nähe des kinematische Limits verbessert die Berücksichtigung der Higgsmassenabhängigkeit des Maximums das Konvergenzverhalten sowohl des $5\frac{1}{2}$C–Fits als auch des $4\frac{1}{2}$C–Fits deutlich. Daher hängt auch der $4\frac{1}{2}$C–Fit von der Higgsmasse ab, allerdings nicht so stark wie im Falle einer zusätzlichen an die Higgsmasse gestellten harten Zwangsbedingung.

Die Frage, welche Funktion gewählt wird, um die Breite des Z^0–Bosons in einer kinematischen Anpassung zuberücksichtigen, ist etwas komplizierter, da die Funktion nicht nur das Spektrum der generierten Z–Massen gut beschreiben soll, sondern auch noch gewissen technischen Anforderungen genügen muß. Harte Zwangsbedingungen werden normalerweise mit der Methode der Lagrangeschen Multiplikatoren realisiert. Die Anzahl der Lagrangeschen Multiplikatoren ist gleich der Anzahl der Zwangsbedingungen, die auch in die Berechnung der dem χ^2 der Anpassung entsprechenden Wahrscheinlichkeit eingeht. Weiche Zwangsbedingungen werden hingegen durch einen zusätzlichen χ^2–Term, χ^2_M, realisiert. Um eine korrekte Wahrscheinlichkeit aus dem χ^2 der Anpassung zu erhalten, müssen die weichen Zwangsbedingungen dennoch mitgezählt werden. χ^2_M sollte für weit, d.h. mehr als etwa 1 bis 2 Γ_Z von der Maximumsposition entfernte Massen stark ansteigen, um Anpassungen, die solche Massen liefern, eine geringere χ^2–Wahrscheinlichkeit zuzuordnen. Obwohl das Z^0–Boson tatsächlich eine Masse haben kann, die weit in den Schwänzen der Breit–Wigner-Verteilung liegt, ist man an solchen Ereignissen nicht interessiert, da niedrige invariante Massen vorherrschend durch Untergrundprozesse erzeugt werden.

Es muß also ein geeignetes χ^2_M als Funktion der Differenz zwischen angepaßter invarianter Masse des dem Z^0–Boson zugeordneten Jetpaares und der (von der Higgsmasse abhängenden) Position des Maximums m_0 im Z^0–Massenspetrum gefunden werden. Dabei ist das χ^2 jeweils durch den Logarithmus der Funktion $\mathrm{F}(m_Z)$ gegeben, die benutzt wird, um das Z^0–Massenspektrum zu beschreiben. Für eine Breit–Wigner–Funktion erhält man beispielsweise eine logarithmische (und damit eine relativ schwache) Abhängigkeit von der

Massendifferenz:

$$\chi^2_M = -2 \cdot \ln \left(\frac{\Gamma_Z^2/4}{(m_Z - m_0)^2 + \Gamma^2/4} \right), \tag{4.10}$$

Wählt man hingegen eine Gaußfunktion der Streuung σ, so heben sich Logarithmus des χ^2_M und Exponentialfunktion auf, und man erhält eine quadratische Abhangigkeit von der Massendifferenz:

$$\chi^2_M = \frac{(m_Z - m_0)^2}{\sigma^2} \tag{4.11}$$

Abbildung 4.2 zeigt den χ^2–Beitrag der weichen Zwangsbedingung als Funktion der auf die Z^0–Breite normierten Differenz zwischen angepaßter invarianter Masse des dem Z^0–Boson zugeordneten Jetpaares und der Maximumsposition für verschiedene Funktionen zur Beschreibung des Z^0–Massenspektrums. Die Breit–Wigner–Funktion liefert einen nur sehr schwach ansteigenden χ^2–Beitrag, was für den Fit nicht günstig ist. Die Beiträge, die man mit Gaußfunktionen erhält, steigen quadratisch mit der Massendifferenz. Es gilt allerdings eine Streuung zu finden, bei der der χ^2–Beitrag für nicht zu große Massendifferenzen möglichst ähnlich dem einer echten Breit–Wigner–Funktion ist. Abbildung 4.2 zeigt folgende Werte für die Streuung:

- $\sigma^2 = 1/2 \cdot (\Gamma_Z/2)^2$: Diese Gaußfunktion hat im Maximum dieselbe Krümmung wie eine Breit–Wigner–Funktion. χ^2_M steigt bereits bei sehr kleinen Massendifferenzen deutlich steiler an als für eine Breit–Wigner–Funktion, d.h. die Gaußfunktion ist zu schmal.

- $\sigma^2 = (\Gamma_Z/2)^2$: Diese Gaußfunktion hat eine Streuung, die gerade halb so groß ist wie die totale Breite der Breit–Wigner–Funktion. Sie folgt dem χ^2 der Breit–Wigner–Funktion deutlich länger, erweist sich aber als immer noch zu schmal.

Die anderen Werte für σ ergeben sich aus der Forderung, daß Gauß- (G) und Breit–Wigner–Funktion (BW) sich in einer bestimmten Entfernung vom Maximum treffen sollen:

$$\begin{aligned} \mathrm{BW}(k \cdot \Gamma_Z) &= \mathrm{G}(k \cdot \Gamma_Z) \\ \Rightarrow \quad \frac{\Gamma_Z^2/4}{k^2\Gamma_Z^2 + \Gamma_Z^2/4} &= \exp(-\frac{k^2\Gamma_Z^2}{2\sigma^2}) \\ \Rightarrow \quad \sigma^2 &= \frac{k^2\Gamma_Z^2}{2\ln(4k^2+1)} \end{aligned} \tag{4.12}$$

Die folgenden Werte für k wurden getestet:

- $k = 1.5 \quad \Rightarrow \quad \sigma^2 = 1/0.512 \cdot (\Gamma_Z/2)^2$

- $k = 1.0 \quad \Rightarrow \quad \sigma^2 = 1/0.805 \cdot (\Gamma_Z/2)^2$

- $k = 0.5 \quad \Rightarrow \quad \sigma^2 = 1/1.386 \cdot (\Gamma_Z/2)^2$

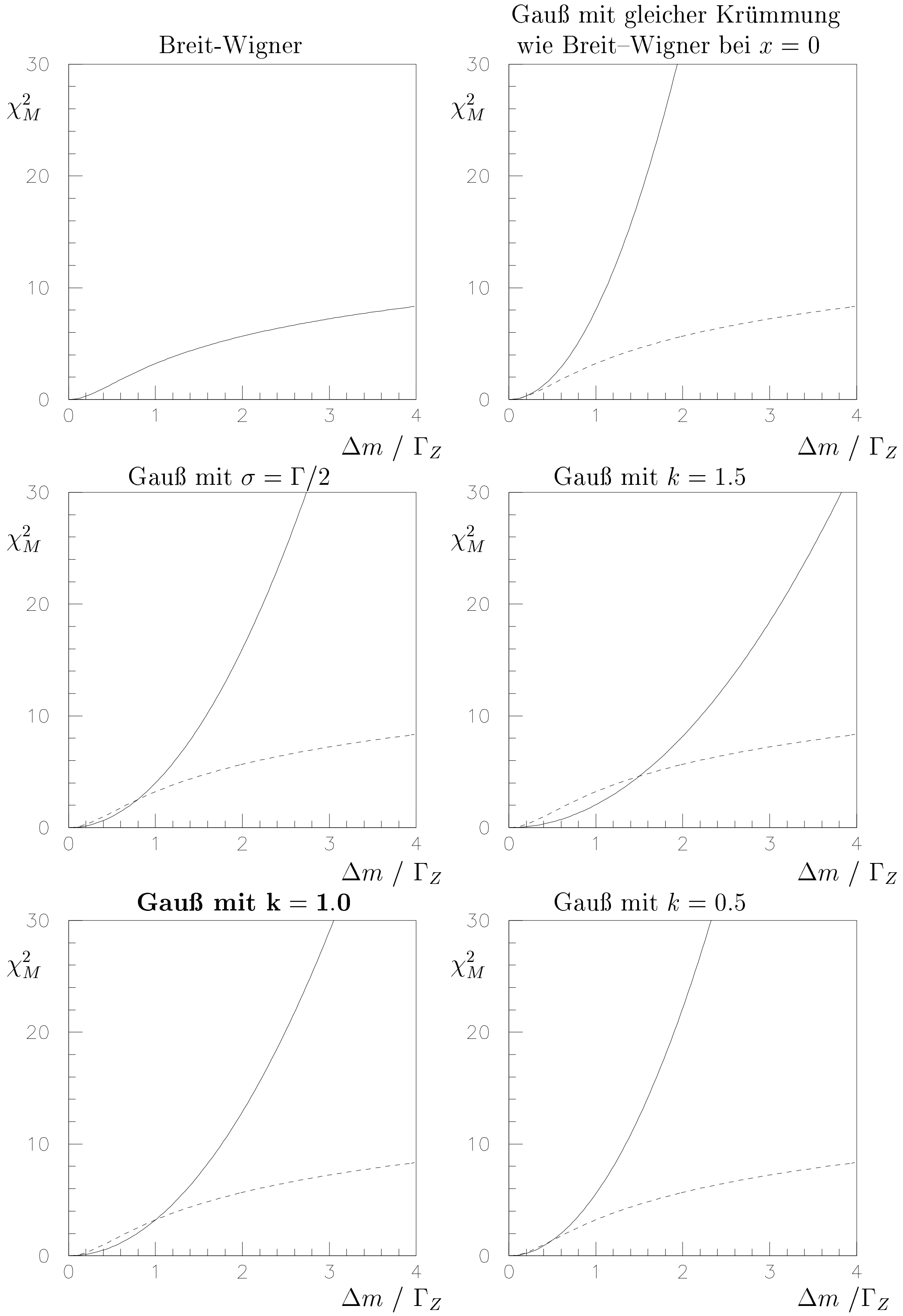

Abbildung 4.2: χ^2–Beitrag der weichen Zwangsbedingung als Funktion der Differenz zwischen angepaßter Masse und der Maximumsposition für verschiedene Modellierungen des Z^0–Massenspektrums. Dabei entspricht $\Delta m/\Gamma_Z = 0$ dem Fall $m_Z = m_0$ und $\Delta m/\Gamma_Z = 1$ $m_Z = m_0 \pm \Gamma_Z$). Im ersten Bild wurde eine Breit–Wigner–Funktion verwendet. Diese Kurve ist gestrichelt in allen weiteren Bildern dargestellt, die χ^2–Beiträge von Gaußfunktionen verschiedener Streuungen σ zeigen.

Der Fall $k = 0.5$ liefert ebenfalls eine zu steil ansteigende χ^2–Kurve. Die Möglichkeit $k = 1.5$ erweist sich hingegen als zu schwach ansteigend.

Die besten Resultate für Jetzuordnung wie Untergrundunterdrückung erhält man für $k = 1.0$. Dieser Wert wird im folgenden für den $5\frac{1}{2}$C–Fit wie für den $\frac{1}{2}$C–Fit verwendet.

Abbildung 4.3 zeigt die resultierende χ^2–Wahrscheinlichkeit des $5\frac{1}{2}$C–Fit für Higgsmassen von 82, 87, 92 und 97 GeV bei einer Schwerpunktsenergie von 189 GeV. Für jede Higgsmasse standen 1000 simulierte Monte–Carlo–Ereignisse zur Verfügung; die Higgsmasse in den Zwangsbedingungen wurde stets gleich der generierten gewählt. Man er-

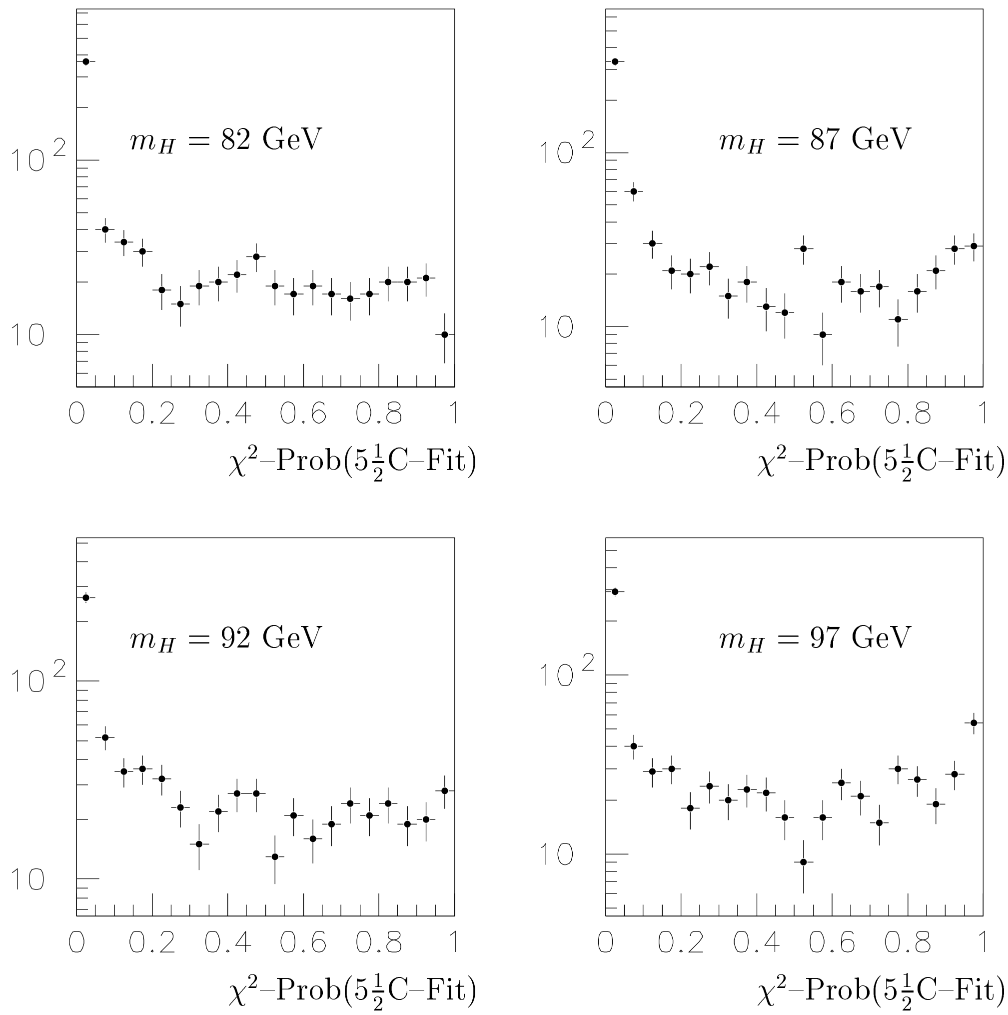

Abbildung 4.3: χ^2–Wahrscheinlichkeit des $5\frac{1}{2}$C–Fits für jeweils 1000 Monte–Carlo–Ereignisse bei Higgsmassen von 82, 87, 92, and 97 GeV, wobei die weiche Zwangsbedingung durch eine Gaußfunktion realisiert wurde, die bei $\Delta m = \Gamma_Z$ gleich der Breit–Wigner–Funktion ist. Im Rahmen der statistischen Fehler ist die Verteilung der Wahrscheinlichkeit zwischen 0.2 und 1.0 flach. Nur für $m_{\rm H}$=97 GeV steigt sie zu sehr hohen Werten leicht an.

kennt, daß die χ^2–Wahrscheinlichkeit nicht exakt von 0 bis 1 gleichverteilt ist. Der große Anstieg bei sehr kleinen χ^2–Wahrscheinlichkeiten deutet darauf hin, daß die simulierten Higgsstrahlungsereignisse nicht immer genau der dem Fit zugrunde liegenden Hypothese entsprechen. Gründe hierfür sind zum einen Ereignisse, die eine nennenswerte Menge Energie durch Photonabstrahlung im Anfangszustand verloren haben sowie schlecht rekonstruierte Ereignisse. Außerdem ist zu beachten, daß das verwendete χ^2 einem gaussischen Z^0–Massenspektrum entspricht. Wie im linken unteren Teil von Abbildung 4.2 zu erkennen ist, weicht der χ^2–Beitrag aus der weichen Z^0–Massen–Bedingung stark von dem einer Breit–Wigner–Verteilung ab, wenn die Massendifferenz größer ist als etwa $\pm 1.5 \cdot \Gamma_Z$. Da die generierte Z^0–Masse aber einer (modifizierten) Breit–Wigner–Verteilung folgt, ist es nicht verwunderlich, daß die Verwendung eines gaussischen χ^2–Terms den Anteil von nicht oder nur schlecht konvergierenden Ereignissen erhöht. Für kleine aber nicht verschwindende Massendifferenzen hingegen ist der gaussische χ^2–Beitrag ein wenig zu niedrig. Dies erklärt den leichten Anstieg zu großen χ^2–Wahrscheinlichkeiten, der am ausgeprägtesten im Fall m_{H}= 97 GeV zu erkennen ist. Im größten Bereich der Verteilung aber, etwa zwischen 0.2 und 1.0, verläuft die χ^2–Wahrscheinlichkeit im Rahmen der statistischen Fehler flach.

4.3.2 Vergleich der kinematischen Anpassungen

Dieser Abschnitt vergleicht die bisher diskutierten kinematischen Anpassungen in Bezug auf Konvergenzverhalten, korrekter Jetzuordnung, Massenauflösung sowie Diskriminierung gegen Untergrund. Dabei wurde ein Satz von 20000 Monte–Carlo–Ereignissen verwendet, wovon jeweils 1000 bei jeder ganzen Higgsmasse zwischen 81 und 100 GeV generiert wurden. Die Schwerpunktsenergie beträgt 189 GeV. Alle in die Vergleiche einbezogenen Ereignisse haben die Schnitte (1) bis (7) der in Abschnitt 5.1 beschriebenen Vorselektion für den 4–Jet–Kanal passiert.

Konvergenzverhalten

Eine grundlegende Anforderung an eine kinematische Anpassung ist, daß sie für die Mehrzahl der Ereignisse, die zu beschreiben sie konzipiert wurde, konvergiert. Der 6C–Fit erfüllt diese Bedingung für Higgsmassen oberhalb von etwa 90 GeV nicht, wie in Abbildung 4.4 zu erkennen ist. Der Anteil der Ereigisse, für die der 6C–Fit konvergiert, beträgt bei kleinen Higgsmassen zwar noch 85%, aber bei m_{h}=94 GeV sind es bereits nur noch 79%, und für noch höhere Higgsmassen fällt er schnell bis auf etwa 20% ab. Die Gründe hierfür sind, daß zum einen in der Nähe des kinematischen Limits die generierte Masse des Z^0–Bosons meist niedriger ist als 91.2 GeV und daß zum anderen die Kombination aus Zwangsbedingungen an die Gesamtenergie der Jets und an die zwei invarianten Massen sehr stringent ist und dem Fit zu wenig Möglichkeiten zur Variation der gemessenen Größen läßt. Aufgrund seines schlechten Konvergenzverhaltens wird der 6C–Fit im folgenden nicht mehr berücksichtigt.

Die schwarzen Punkte in Abbildung 4.4 zeigen, daß der $5\frac{1}{2}$C–Fit mit der weichen Z^0–Massen–Bedingung ein deutlich verbessertes Konvergenzverhalten aufweist. Der Anteil der Ereignisse, bei denen der $5\frac{1}{2}$C–Fit für mindestens eine Jetzuordnung konvergiert, liegt für alle untersuchten Higgsmassen zwischen 85 und 90%.

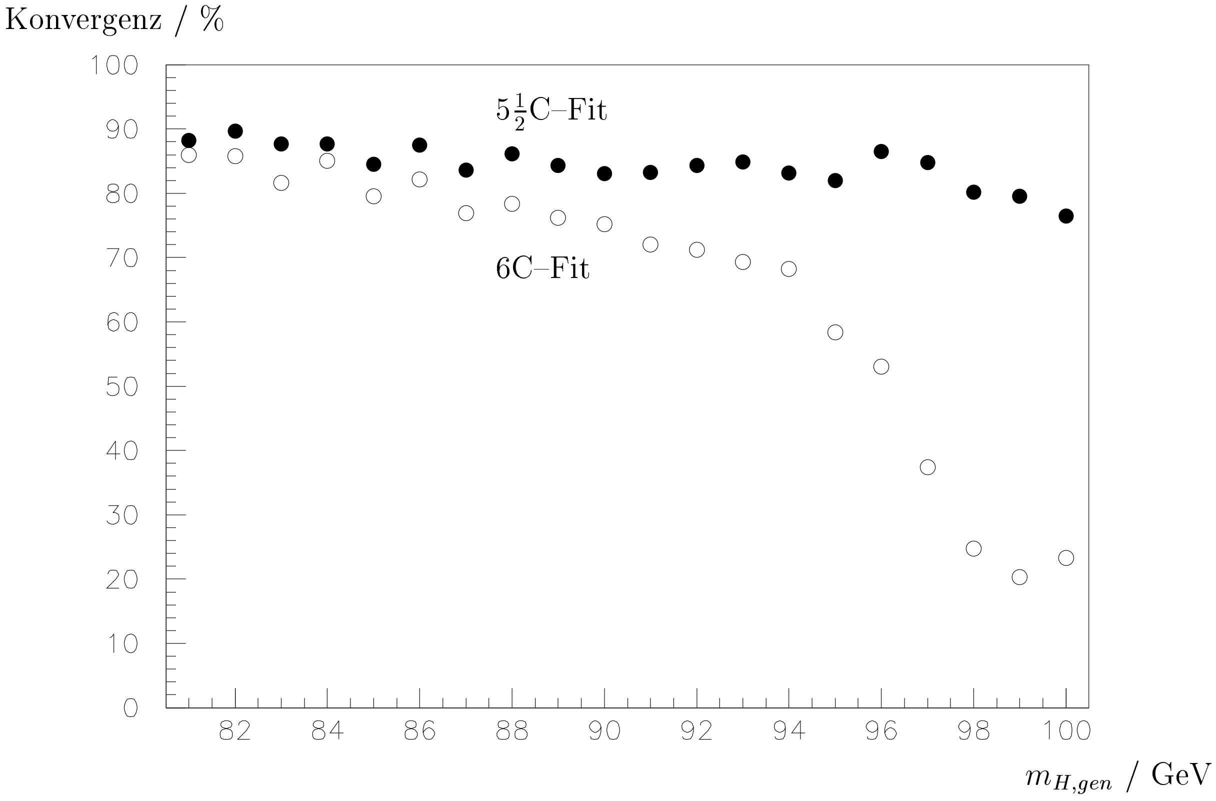

Abbildung 4.4: Prozentsatz der Signal–Ereignisse, für die ein kinematischer Fit für mindestens eine Jetzuordnung konvergiert. Der 6C–Fit (weiße Punkte) weist für hohe Higgsmassen ein sehr schlechtes Konvergenzverhalten auf, da die gestellten Anforderungen zu streng sind. Lockert man die Bedingung an die rekonstruierte Z^0–Masse ($5\frac{1}{2}$C–Fit, schwarze Punkte), so konvergiert der Fit bei allen Higgsmassen genügend häufig. Das kinematische Limit liegt hier bei einer Higgsmasse von etwa 97 GeV.

Jetzuordnung

Abbildung 4.5 zeigt den Anteil der Ereignisse nach der Vorselektion, in denen die korrekte Jetzuordnung gefunden werden kann, indem man die Kombination mit der höchsten χ^2–Wahrscheinlichkeit auswählt, als Funktion der Higgsmasse. Die korrekte Zuordnung wird definiert, indem man die Summe aller Winkelabweichungen zwischen den vier Jets und den vier primären Partonen aus dem Higgs– und Z^0–Zerfall bildet, und zwar für alle sechs möglichen Zuordnungen zwischen Jets und Bosonen. Die Kombination mit den geringsten Winkelunterschieden wird als die korrekte betrachtet. Die prozentualen Angaben beziehen sich auf die Anzahl der Ereignisse nach Vorselektion, bei denen der jeweilige Fit für mindestens eine Jetzuordnung konvergiert. Bei allen Higgsmassen findet der $5\frac{1}{2}$C–Fit

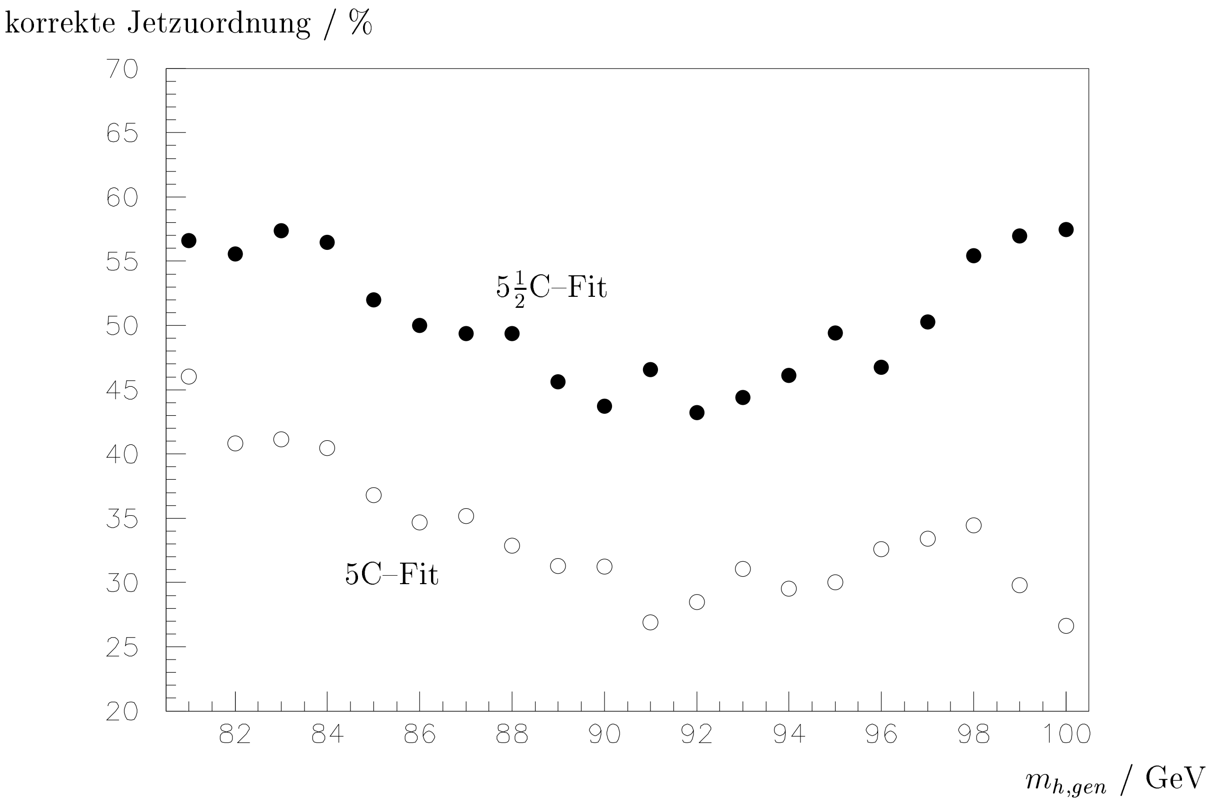

Abbildung 4.5: Anteil der Ereignisse, in denen durch Auswahl der Kombination mit der höchsten χ^2–Wahrscheinlichkeit die richtige Jetzuordnung gefunden werden kann. Der $5\frac{1}{2}$C–Fit (schwarze Punkte) ist dabei deutlich erfolgreicher als der 5C–Fit (weiße Punkte). Dennoch bleibt es schwierig, die richtige Zuordnung zu treffen, wenn Higgs– und Z^0–Boson etwa die gleiche Masse haben.

deutlich öfter die richtige Jetzuordnung als der konventionelle 5C–Fit. Der Anteil der Ereignisse, in dem der 5C–Fit die richtige Entscheidung liefert, liegt für kleine Higgsmassen bei etwa 40% und fällt in der Nähe der Z^0–Masse auf 25% ab. Bei größeren Higgsmassen liegt er etwa bei 30%. Auch der Anteil der mit dem $5\frac{1}{2}$C–Fit gefundenen korrekten Jetzuordnungen weist ein Minimum in der Nähe der Z^0–Masse auf, was daran liegt, daß es mit rein kinematischen Methoden fast unmöglich ist, zwischen Higgs– und Z^0–Boson zu unterscheiden, wenn ihre Massen ähnlich ist. Dennoch findet der $5\frac{1}{2}$C–Fit dort in 45 bis 50% der Ereignisse die korrekte Jetzuordnung, während es weit weg von der Z^0–Masse sogar 55 bis 60% sind. Dies ist eine deutliche Verbesserung im Vergleich zum 5C–Fit, insbesondere für Analysen, die auch andere Zerfälle des Higgsbosons berücksichtigen als die in b–Quark-Paare und die sich somit nicht spezielle Eigenschaften der b–Jets zunutze machen können, um eine Jetzuordnung zu treffen.

Massenauflösung

In diesem Abschnitt werden verschiedene Methoden, die Higgsmasse zu rekonstruieren, verglichen:

a) Die Higgsmasse wird mit Jetimpulsen aus dem 5C–Fit berechnet, wobei die Jetzuordnung ebenfalls durch den 5C–Fit bestimmt wird.

b) Die Higgsmasse wird mit Jetimpulsen aus dem $4\frac{1}{2}$C–Fit berechnet, die Jetzuordnung wird mit Hilfe des $5\frac{1}{2}$C–Fits ausgewählt. Die χ^2–Wahrscheinlichkeit des $5\frac{1}{2}$C–Fits muß mehr als 1% betragen.

c) Die Higgsmasse wird mit Jetimpulsen aus dem 5C–Fit berechnet, die Jetzuordnung wird den $5\frac{1}{2}$C–Fit bestimmt. Auch hier muß die χ^2–Wahrscheinlichkeit des $5\frac{1}{2}$C–Fits mehr als 1% betragen.

d) Die Higgsmasse wird mit Jetimpulsen aus dem $4\frac{1}{2}$C–Fit berechnet, die Jetzuordnung wird durch den 5C–Fit bestimmt. Die χ^2–Wahrscheinlichkeit des $4\frac{1}{2}$C–Fits muß mehr als 1% betragen. Wie in Abbildung 4.6 zu erkennen ist, liefert diese Methode eine so schlechte Massenauflösung, daß sie nicht weiter betrachtet wird.

Um die Massenauflösungen, die man bei Verwendung der verschiedenen Anpassungen erreichen kann, quantitativ zu vergleichen, wird eine Funktion an die rekonstruierten Massenverteilungen angepaßt, die von fünf Parametern abhängt. Drei dieser Parameter beschreiben die Gaußfunktion, die an den zentralen Teil der Verteilung angepaßt wird. Die anderen zwei charakterisieren einen linearen Term, der zu der Gaußfunktion addiert wird, um den kombinatorischen Untergrund aus falschen Jetzuordnungen zu beschreiben. Dieser Untergrundterm wird am kinematischen Limit durch einen phasenraumfaktor–ähnlichen Term abgeschnitten, wenn der zugrunde liegende kinematische Fit nicht in der Lage ist, Massen oberhalb des kinematischen Limits zu rekonstruieren, wie z.B. beim 5C–Fit. Details dieser Anpassungen sind im Anhang A beschrieben.

Abbildung 4.6 zeigt für eine generierte Higgsmasse von 95 GeV die Verteilungen der nach den obigen drei Methoden rekonstruierten Higgsmasse sowie die angepaßten Funktionen. Bei Methode *a*) ist ein deutlicher Ausläufer zu kleinen Massen hin zu erkennen, der durch kombinatorischen Untergrund aufgrund von falschen Jetzuordnungen entsteht. Im Falle der Methoden *b*) und *c*) hingegen, die beide den $5\frac{1}{2}$C–Fit zur Auswahl der Jetzuordnung benutzen, weisen die entsprechenden Verteilungen fast keinen kombinatorischer Untergrund auf.

Aus den angepaßten Funktionen können vier interessante Größen abgeleitet werden. Die erste ist die Maximumsposition der Gaußfunktion, die idealerweise gleich der generierten Higgsmasse sein sollte. Es ist aber hinreichend, wenn die Maximumsposition eine umkehrbare Funktion der generierten Higgsmasse ist, so daß die wahre Higgsmasse daraus berechnet werden kann, sollte ein Signal beobachtet werden. Die zweite Variable ist die Streuung σ der Gaußfunktion.

Die anderen beiden Größen geben an, wieviele der Ereignisse im zentralen Bereich der Gaußfunktion und wieviele in den durch den kombinatorischen Untergrund dominierten Schwänzen der Verteilung rekonstruiert werden. Damit ein etwaiges Signal deutlich im Massenspektrum zu erkennen ist, sollten möglichst viele Ereignisse in der Nähe des Maximums rekonstruiert werden und möglichst wenige in den Schwänzen der Verteilung.

Abbildung 4.7 vergleicht diese vier Größen zwischen den drei Methoden für Higgsmassen zwischen 81 und 100 GeV und eine Schwerpunktsenergie von 189 GeV. Für Methode *a*) (Quadrate) und *c*) (Dreiecke) ist die Maximumsposition der rekonstruierten Higgsmasse bis etwa 95 GeV gleich der generierten Higgsmasse (die schwarze Linie deutet $m_{h,rek} = m_{h,gen}$ an). Für höhere Werte der generierten Higgsmasse bleibt die rekonstruierte Masse bei etwa 96 GeV, da der 5C–Fit keine Massen oberhalb des kinematischen Limits

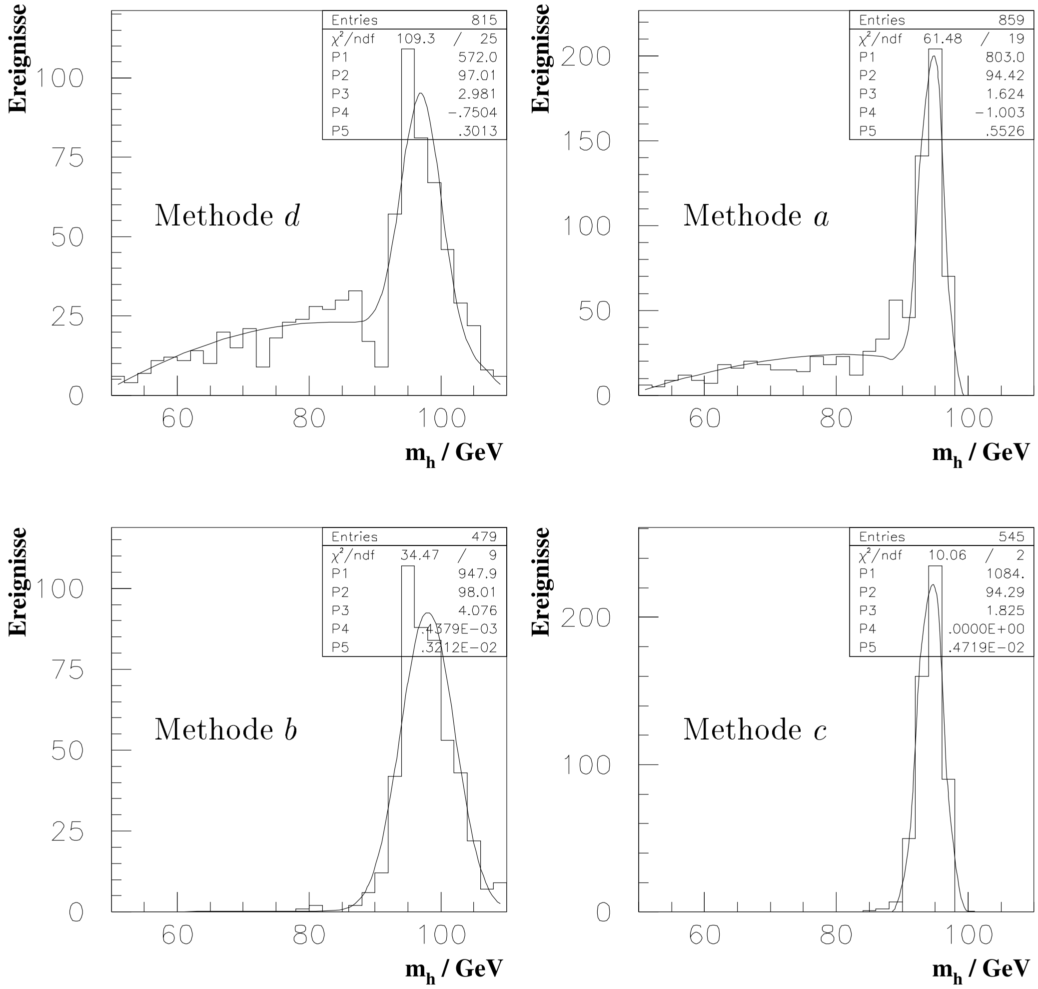

Abbildung 4.6: Beispiele für die Verteilungen der mit den verschiedenen Methoden rekonstruierten Higgsmasse samt der an sie angepaßten Funktionen. Die obere rechte Verteilung entspricht Methode *a*), die linke untere Methode *b*) und die rechte untere Methode *c*). Methode *b*) und *c*) weisen deutlich weniger kombinatorischen Untergrund auf.

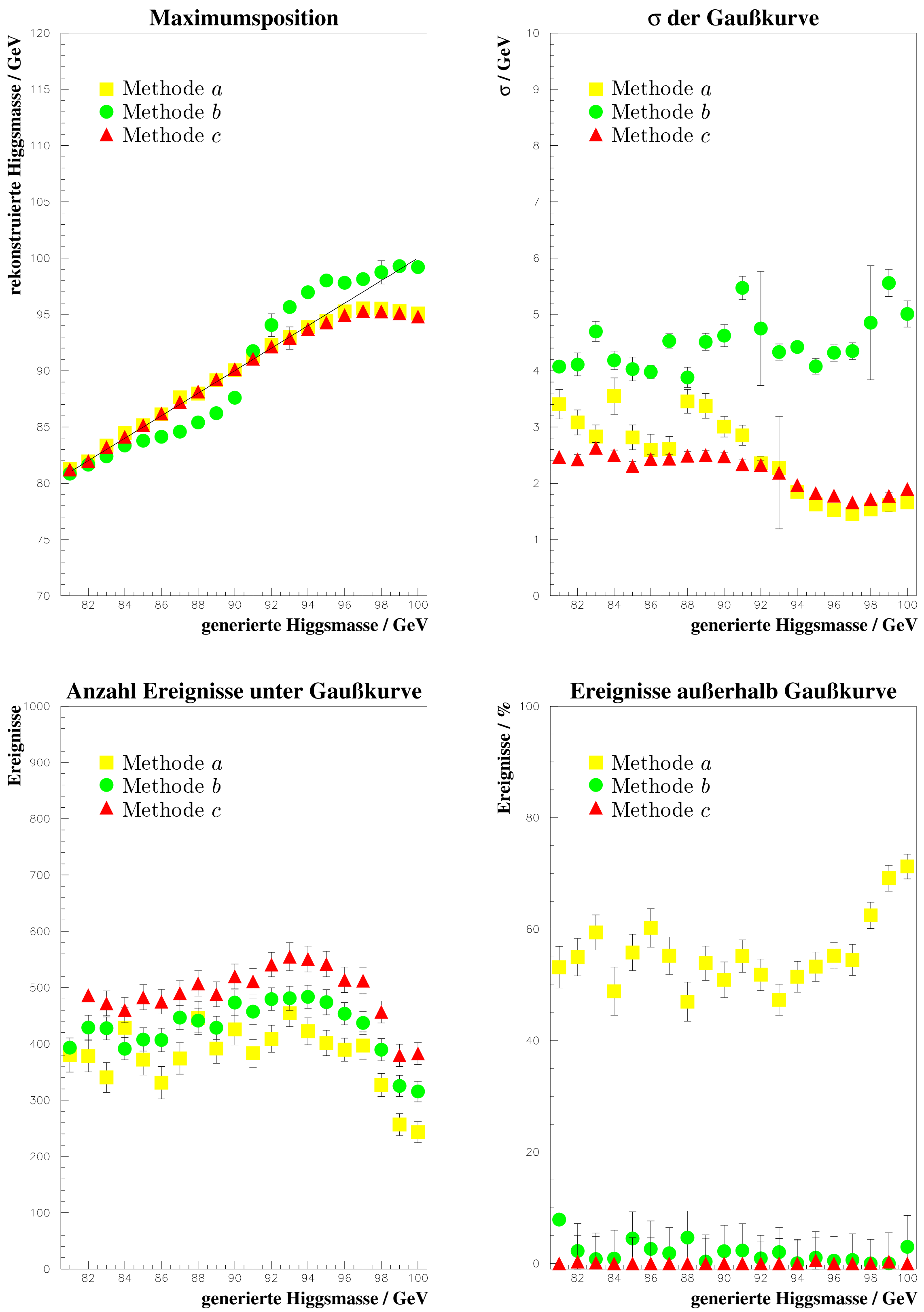

Abbildung 4.7: Vergleich der Massenauflösung verschiedener kinematischer Anpassungen: Maximumsposition (links oben), Streuung (rechts oben), Anzahl der Ereignisse unter der Gaußkurve (links unten), Prozentsatz der Ereignisse in den Schwänzen der Verteilungen (rechts unten).

zuläßt. Dies gilt nicht für Methode *b*) (Kreise), denn der $4\frac{1}{2}$C–Fit erlaubt es aufgrund der weichen Bedingung an die Z^0–Masse, Higgsmassen oberhalb des kinematischen Limits zu konstruieren. Die Beziehung zwischen generierter und rekonstruierter Higgsmasse ist zwar in diesem Fall nicht linear, aber dafür bleibt sie bis über das kinematische Limit umkehrbar, was bei den anderen Methoden nicht der Fall ist. Der $4\frac{1}{2}$C–Fit könnte also interessant sein, wenn in der Nähe des kinematischen Limits ein Überschuß an Ereignissen beobachtet wird.

Die Streuung der angepaßten Gaußfunktion ist für Methode *a*) und *c*) ähnlich groß, für Methode *b*) ist sie deutlich größer. Die kleiner werdene Streuung für Methode *a*) und *c*) bei sehr hohen Higgsmassen ist ein Artefakt der Tatsache, daß der 5C–Fit keine Massen oberhalb des kinematischen Limits rekonstruieren kann.

Das Fehlen von kombinatorischem Untergrund bei Methode *b*) und *c*) wird noch einmal in den beiden unteren Darstellungen in Abbildung 4.7 deutlich, denn für diese Methoden verschwindet der Prozentsatz der in den Schwänzen der Verteilungen rekonstruierten Ereignisse fast völlig, während er bei Methode *a*) zwischen 50 und 60% beträgt. Entsprechend liegen trotz des zusätzlichen Schnitts auf die χ^2–Wahrscheinlichkeit des $5\frac{1}{2}$C–Fits bei Methode *b*) und noch deutlicher bei Methode *c*) mehr Ereignisse unter der Gaußkurve und tragen somit zum beobachtbaren Signal bei. Der $5\frac{1}{2}$C–Fit liefert also eine Möglichkeit, die Auflösung der rekonstruierten Higgsmasse deutlich zu verbessern.

Allerdings hat das Bestimmen der Jetzuordnung durch den besten $5\frac{1}{2}$C–Fit auch auf Untergrundereignisse den Effekt, daß häufig eine invariante Masse nahe der Testmasse rekonstruiert wird. Dies ist aber nur für Ereignisse möglich, die kinematisch einigermaßen mit der Higgsstrahlungs–Hypothese kompatibel sind, da andernfalls der $5\frac{1}{2}$C–Fit nicht konvergiert und somit ein großer Teil der Untergrundereignisse schon durch die Konvergenzforderung zurückgewiesen werden. Die Verwendung der χ^2–Wahrscheinlichkeit des $5\frac{1}{2}$C–Fits als Eingabegröße in die Likelihood–Selektion sorgt zusätzlich dafür, daß Untergrundereignisse unterdrückt werden, deren gemessene Jetimpulse sehr stark verändert werden müssen, um eine der invarianten Massen auf die Testmasse zu zwingen, und die somit ein großes χ^2 besitzen.

Vergleich mit OPAL–Daten

Abbildungen 4.8 und 4.9 zeigen die χ^2–Wahrscheinlichkeit des 5C–Fits und des $5\frac{1}{2}$C–Fits (jeweils beste Jet–Boson–Zuordnung) im Vergleich zwischen OPAL–Daten aus dem Jahr 1998 mit einer Schwerpunktsenergie von 189 GeV und Monte–Carlo–Simulationen des 4–Fermion– und 2–Fermion–Untergrundes sowie des Signals für Higgsmassen von 81, 86, 91 und 96 GeV. Die Monte–Carlo–Datensätze sind auf die integrierte Luminosität der Daten von 172.1 pb^{-1} normiert. Nur Ereignisse bei denen der jeweilige Fit konvergiert ist, sind berücksichtigt worden.

Im Falle des 5C–Fits (Abbildung 4.8) zeigt sich bei χ^2–Wahrscheinlichkeiten unterhalb von 5% eine statistisch signifikante Diskrepanz zwischen Daten und Monte–Carlo–Simulation.

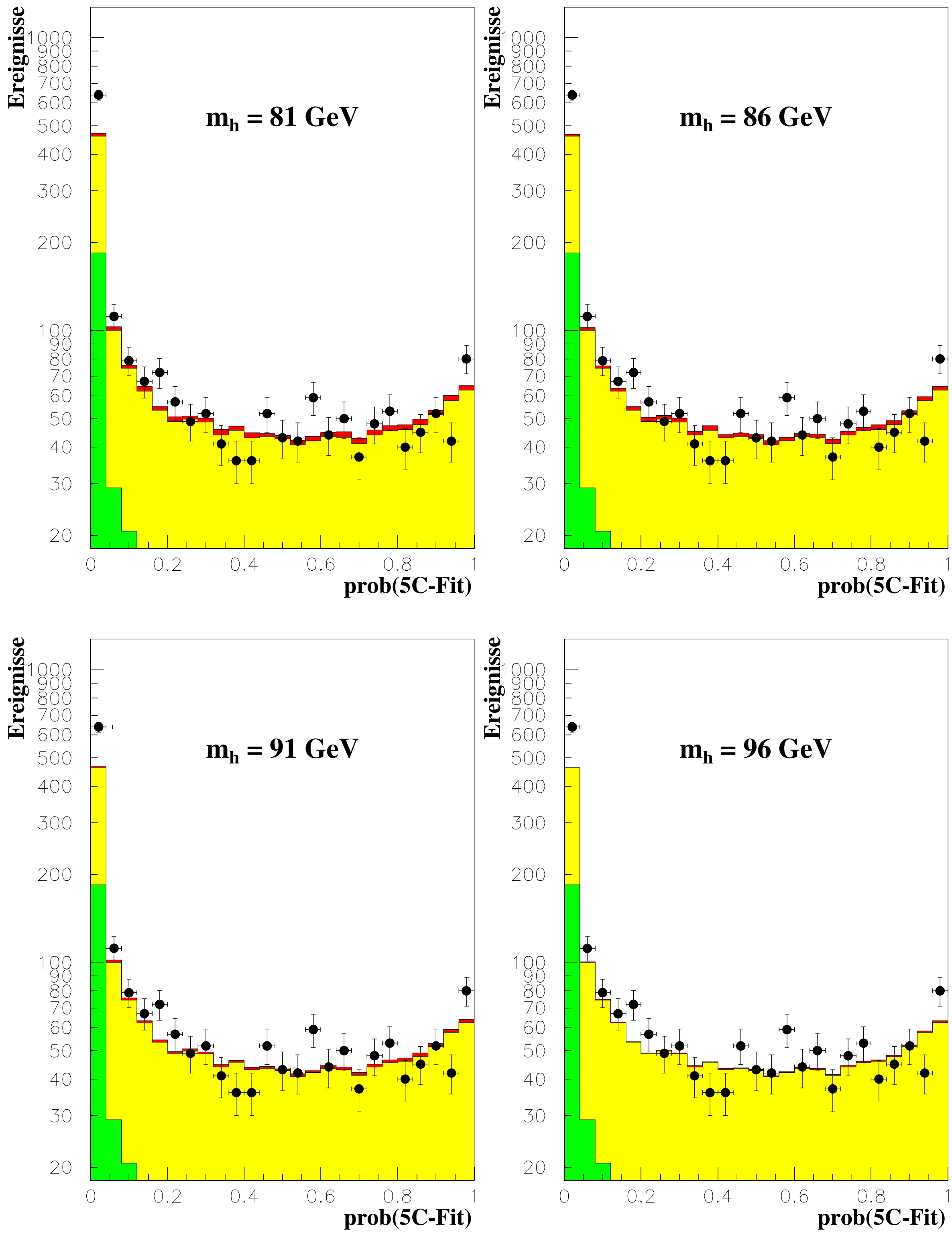

Abbildung 4.8: χ^2–Wahrscheinlichkeit des 5C–Fits im Vergleich zwischen OPAL–Daten aus dem Jahr 1998 mit einer Schwerpunktsenergie von 189 GeV (schwarze Punkte) und Monte–Carlo–Simulationen des 4–Fermion–Untergrundes (hellgraue Histogramme), des 2–Fermion–Untergrundes (dunkelgraue Histogramme) und des Signals für vier verschiedene Higgsmassen (schwarze Histogramme). Alle Monte–Carlo–Datensätze sind auf die den Daten entsprechende intergrierte Luminosität normiert. Die Fehlerbalken stellen nur die statistischen Fehler dar.

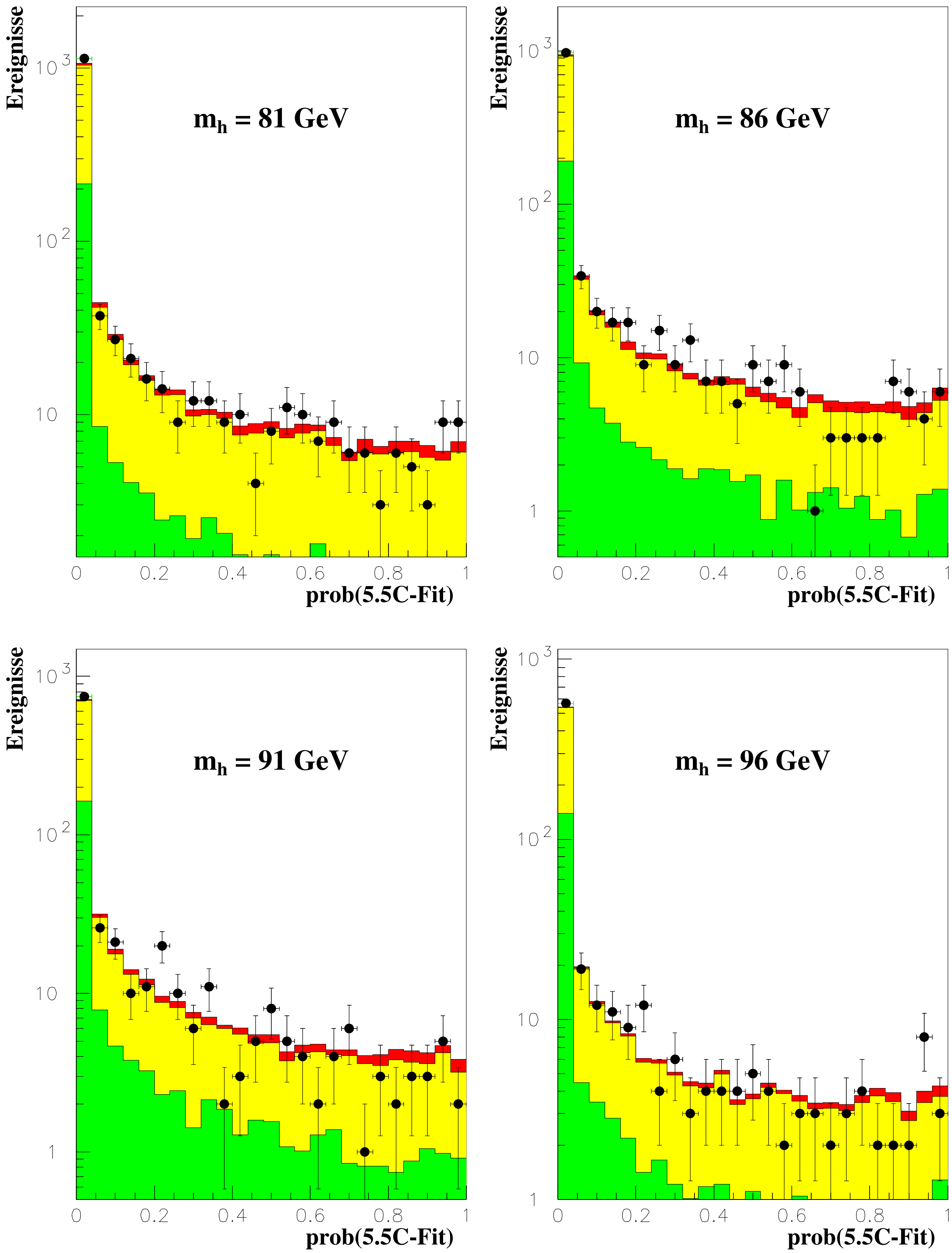

Abbildung 4.9: χ^2–Wahrscheinlichkeit des $5\frac{1}{2}$C–Fits in der gleichen Darstellung, wie sie bei Abbildung 4.8 beschrieben wurde. Es ist zu erkennen, daß der $5\frac{1}{2}$C–Fit in den Monte–Carlo–Simulationen mindestens so gut beschrieben ist wie der 5C–Fit, bei kleinen Wahrscheinlichkeiten sogar besser.

Der Überschuß in den Daten rührt hauptsächlich von 2–Photon–Ereignissen und 4–Fermion–Ereignissen mit zwei Quarks und zwei Leptonen her, die in den für diese Abbildungen verwendeten MC–Datensätzen nicht enthalten sind. Diese Ereignisse haben sehr geringe χ^2–Wahrscheinlichkeiten, so daß sie in der endgültigen Selektion durch die Forderung, daß die χ^2–Wahrscheinlichkeit mindestens 10^{-5} betragen soll, zurückgewiesen werden.

Die χ^2–Wahrscheinlichkeit des $5\frac{1}{2}$C–Fits (Abbildung 4.9) ist in der Monte–Carlo–Simulation sogar besser beschrieben als die des 5C–Fits. Die Diskrepanz bei kleinen Wahrscheinlichkeiten tritt hier nicht auf, da für die oben genannten Ereignistypen der $5\frac{1}{2}$C–Fit in der Regel gar nicht konvergiert. Für Wahrscheinlichkeiten oberhalb von 0.1 weist der $5\frac{1}{2}$C–Fit ein deutlich besseres Signal–zu–Untergrund–Verhältnis aus als der 5C–Fit. Dies bedeutet, daß ein Schnitt auf die χ^2–Wahrscheinlichkeit des $5\frac{1}{2}$C–Fits oder ihre Verwendung als Eingabegröße für eine Selektion, die auf der Likelihood–Methode oder einem Neuronalen Netzwerk basiert, eine effektivere Reduktion des Untergrundes bewirkt.

4.4 Das Higgsstrahlungs–Matrixelement als Selektionsvariable

Die beiden wichtigsten Untergrundquellen für die Higgssuche im 4–Jet–Kanal, die $W^\pm$– und die Z^0–Paarproduktion können für bestimmte Higgsmassen mit kinematischen Anpassungen nur unzureichend vom Signal getrennt werden, insbesondere, wenn man auf die Identifizierung von b–Jets verzichtet. Dennoch sind selbst Higgsstrahlung und Z^0–Paarproduktion kinematisch unterscheidbar, da das Higgsboson als skalares Teilchen und das Z^0 als Vektorboson unterschiedliche Zerfallswinkelverteilungen besitzen. Auch im Vergleich mit dem für die flavour–unabhängige Suche so wichtigen W^+W^-–Untergrund gibt es Unterschiede in den Winkelverteilungen, da diese Ereignisse zum größten Teil durch Neutrino–Austausch im t–Kanal entstehen, während die Higgsstrahlung ein s–Kanal–Prozeß ist. Der QCD–Untergrund weist wiederum eine andere Winkelverteilung auf.

Die gesamte kinematische Information über einen Prozeß einschließlich der Winkelverteilungen ist in seiner Matrixelement–Wahrscheinlichkeit vereint, die angibt, wie wahrscheinlich es ist, aus dem betrachteten Prozeß einen gegebenen Endzustand zu erhalten. Daher stellt nach dem Neyman–Pearson–Lemma (siehe Abschnitt 4.2) das Verhältnis der Matrixelement–Wahrscheinlichkeiten zweier konkurrierender Prozesse eine optimale Observable dar, um Ereignisse dieser zwei Prozesse zu separieren.

Aus diesen Gründen wird in diesem Abschnitt die Eignung von Matrixelement–Wahrscheinlichkeiten als Selektionsvariablen untersucht. Die Matrixelement–Wahrscheinlichkeiten für $W^\pm$–Paarproduktion sowie für Produktion von 4 Jets aus 2–Fermion–Prozessen haben sich bereits in der Selektion des 4–Jet–Kanals in $W^\pm$–Analysen bewährt [44], werden jedoch hier erstmals auf ihre Tauglichkeit zum Selektieren von Higgsstrahlungsereignissen geprüft.

Ein weiteres neues Element der in dieser Arbeit vorgestellten Analysen ist die Verwendung der Matrixelement–Wahrscheinlichkeit für Higgsstrahlung als Selektionsvariable. Die

Ergebnisse der dafür notwendigen Untersuchungen sollen in diesem Abschnitt zusammengefaßt werden. Im folgenden wird der Einfachheit halber der Begriff „Matrixelement“ verwendet, womit die Matrixelement–Wahrscheinlichkeit, also $|\mathcal{M}|^2$, oder eine andere daraus abgeleitet Größe wie beispielsweise deren Logarithmus $\ln|\mathcal{M}|^2$ gemeint ist.

4.4.1 Berechnung des Higgsstrahlungs–Matrixelements

Das Vier–Fermion–Matrixelement für Higgsstrahlung wurde zuerst in [43] berechnet. Da es sich beim Higgsboson um ein skalares Teilchen handelt, hängt das Matrixelement nicht vom Zerfallswinkel des Higgsbosons, sondern nur von invarianter Masse und Zerfallswinkel des Z^0–Bosons ab.

Gleichung (5.2) in [43] gibt den fünffach differentiellen Wirkungsquerschnitt für den Prozeß

$$\mathrm{e}^+(p_+)\mathrm{e}^-(p_-) \to Z^* \to \mathrm{Z}^0\,\mathrm{H}(q_\mathrm{H}) \to \mu^+(q_+)\,\mu^-(q_-)\,\mathrm{q}\bar{\mathrm{q}}, \tag{4.13}$$

an (siehe Anhang C). Die Notation der Viererimpulse der Teilchen sind jeweils in Klammern angegeben.

Für masselose Anfangsteilchen steht der differentielle Wirkungsquerschnitt für jede 2→n–Teilchenreaktion in folgender Beziehung zum Matrixelement (S. 187, Gl. (35.24) in [5])

$$\mathrm{d}\sigma = \frac{(2\pi)^4}{s}\,|\mathcal{M}|^2\,\mathrm{d}\Phi_n, \tag{4.14}$$

wobei $\mathrm{d}\Phi_n$ für die n–Teilchen–Phasenraumdichte steht. Die Phasenraumdichte muß also berechnet werden, um aus dem Wirkungsquerschnitt das Matrixelement zu extrahieren. Dies geschieht in Anhang C.

Mit dem ebenfalls im Anhang angegebenen Wirkungsquerschnitt erhält man für das Matrixelement

$$|\mathcal{M}|^2 = \frac{s}{(2\pi)^4}\,\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Phi_n} \tag{4.15}$$

$$= \frac{\alpha^3}{\pi^3}\,g^2\,m_\mathrm{Z}^2\,\frac{C_1(p_+q_-)(p_-q_+) + C_2(p_+q_+)(p_-q_-)}{R\,(s)\;R\,(s_1)}. \tag{4.16}$$

Dabei sind C_1 und C_2 Kopplungskonstanten, und $R(s)$ ist der Z^0–Propagator–Term. Die entsprechenden Formeln sind in Anhang C angegeben.

Um das Matrixelement zu berechnen, werden also folgende Größen benötigt:

- Die Vierervektoren der Strahlteilchen,
- die Vierervektoren der vier Fermionen im Endzustand,
- die totale Zerfallsbreite des Z^0–Bosons
- sowie Flavour und Ladung der Zerfallsteilchen des Z^0–Bosons, die die Kopplungsstärken bestimmen.

4.4.2 Anwendung in der Analyse

Die zur Berechnung des Matrixelementes benötigen Information stehen in einer Analyse im allgemeinen nicht vollständig zur Verfügung. Zerfällt das Z^0 hadronisch, so müssen die Verervektoren der Quarks durch die der Jets angenähert werden, wofür entweder die gemessenen Jetimpulse oder die aus kinematischen Anpassungen bestimmten gewählt werden können. Der Flavour der Quarks bleibt in der Regel unbekannt, ebenso die Zuordnung von Quark und Antiquark. Nur wenn das Z^0 in Elektronen oder Myonen zerfällt, läßt sich eine vollständige Zuordnung treffen. Im folgenden wird gezeigt, wie trotz dieser Schwierigkeiten das Higgsstrahlungs–Matrixelement im 4–Jet–Kanal gewinnbringend eingesetzt werden kann.

Zuordnung zwischen Jets und Quarks und Quark–Flavour

Eine Möglichkeit, die Mehrdeutigkeit der Jet–Quark–Zuordnung zu umgehen, besteht darin, das Matrixelement für alle möglichen Zuordnungen[4] zu berechnen und den größten Wert zu benutzen.

Will man keine Annahmen über die Jet–Quark–Zuordnung machen, erscheint es allerdings besser motiviert, das Quadrat des Matrixelementes über alle Kombinationen zu mitteln, anstatt das Maximum zu wählen. Auf diese Weise behandelt man die Quark–/Antiquark–Jet–Zuordnung als unbeobachtete Größe (was sie in der Regel ist) und benutzt das gemittelte Matrixelement in Analogie zu den allgegenwärtigen spin–gemittelten Matrixelementen. Anders formuliert symmetrisiert man das Matrixelement bzgl. der Quark–Jet–Zuordnung und erhält eine Größe, die die Wahrscheinlichkeit, eine bestimmte *Jet*–Konfiguration aus einem bestimmten zugrunde liegenden Prozeß zu erhalten, repräsentiert und nicht die der wahrscheinlichsten *Quark*–Konfiguration.

Eine weitere Möglichkeit besteht darin, eine anderweitig, z.B. durch das Erkennen von b–Quark–Jets oder durch eine kinematische Anpassung bestimmte Jet–Boson–Zuordnung in der Berechnung des Matrixelementes zu verwenden, so daß nur noch die zwei Matrixelemente gemittelt werden müssen, die aus dem Vertauschen von Quark und Antiquark im Z^0–Zerfall resultieren, um die Mehrdeutigkeiten der Quark–Jet–Zuordnung zu berücksichtigen. In dieser Weise wird das Higgsstrahlungs–Matrixelement im folgenden verwendet.

Im Falle hadronischer Z^0–Zerfälle gibt es zwei verschiedenen Higgsstrahlungs–Matrixelemente, je nachdem ob es sich bei den Zerfallsteilchen des Z^0–Bosons um *up–type* oder *down–type* Quarks handelt. Da der Quark–Flavour in der Regel unbekannt ist, bietet es sich an, zusätzlich zur Mittelung über die Jet–Quark–Zuordnung beide Matrixelemente gewichtet mit den relativen Verzweigungsverhältnissen (66% down–type, 34% *up–type* Quarks) zu mitteln. Dies hat allerdings nur einen geringen Einfluß auf das Ergebnis.

[4]Im 4–Jet–Kanal sind es zwölf Kombinationen, da es für die Jets aus dem Higgszerfall irrelevant ist, welcher Jet zum Quark und welcher zum Antiquark gehört.

Wahl der Vierervektoren und der Z^0–Zerfallsbreite

Die Zerfallsbreite des Z^0–Bosons betreffend ist zu beachten, daß insbesondere bei Verwendung von nicht–angepaßten Impulsen die Breite des rekonstruierten Z^0–Massenspektrums durch die experimentelle Auflösung bestimmt wird und nicht durch die natürliche Breite dieses Teilchens. Es ist daher zu empfehlen, die natürliche Breite durch die experimentelle Auflösung zu ersetzen, da anderenfalls die im Matrixelement enthaltene Winkelinformation zusätzlich reduziert wird[5]. Für die in dieser Arbeit vorgestellten Analysen wurde das Higgsstrahlungs–Matrixelement mit einer Z^0–Zerfallsbreite von 4 GeV berechnet, was in etwa der experimentellen Massenauflösung entspricht.

Das Matrixelement hängt am stärksten von den zwei Z^0–Propagatortermen ab, die dem intermediären (bei LEP2: virtuellen) Z^0–Boson und dem im Endzustand vorhandenen (bei LEP2: reellen) Z^0. Benutzt man Impulse aus einem kinematischen Fit, der Impuls– und Energieerhaltung erzwingt, so wird die Abhängigkeit des Matrixelementes von s' vollständig eliminiert. Dies ist in einer Situation, wo die typische durch ISR verlorene Energie kleiner ist als die Auflösung, mit der s' bestimmt werden kann, wünschenswert.

Entsprechend beseitigt ein kinematischer Fit, der eine Zwei–Jet–Masse auf die nominelle Z^0–Masse zwingt, die Abhängigkeit von der rekonstruierten Z^0–Masse. Auch im Falle einer weichen Bedingung an die Z^0–Masse, wie beispielsweise beim $5\frac{1}{2}$C–Fit, wird diese Abhängigkeit stark reduziert. Dies kann gewünscht sein, wenn die Information der rekonstruierten Z^0–Masse bereits auf andere Art und Weise ausgenutzt wurde, z.B. durch Verwendundung der χ^2–Wahrscheinlichkeit des $5\frac{1}{2}$C–Fits.

Abbildung 4.10 zeigt Verteilungen des Higgsstrahlungs–Matrixelements für Monte–Carlo–Simulationen von Signal–Ereignissen mit Higgsmassen von 71, 81 und 92 GeV im Vergleich mit denen der zwei wichtigsten Untergrundquellen, den 4– Fermion– und den 2–Fermion–Prozessen, bei einer Schwerpunktsenergie von 189 GeV. Für die Verteilungen in der linken Spalte wurden die Jetimpulse dem 4C–Fit, für die in der rechten dem $5\frac{1}{2}$C–Fit entnommen. In beiden Fällen wurde die Jet–Zuordnung durch die höchste χ^2–Wahrscheinlichkeit im $5\frac{1}{2}$C–Fit bestimmt. Die Vorselektion der Ereignisse erfolgte wie in Abschnitt 4.3.2. Es ist zu erkennen, daß das Higgsstrahlungs–Matrixelement bei allen Higgsmassen ein gewisses Potential zur Trennung von Signal und Untergrund besitzt, wobei die Unterscheidungskraft bei Verwendung der $5\frac{1}{2}$C–Fit–Impulse größer ist.

Matrixelemente anderer Prozesse

Wie eingangs erwähnt ist insbesondere das Verhältnis der Matrixelemente für Signal und Untergrund interessant. Daher sollen in diesem Abschnitt das Matrixelement für $W^\pm$–Paarproduktion und das QCD–Matrixelement für die Erzeugung von 4 Jets in einem 2–Fermion–Ereignis betrachtet werden.

[5]Es ist zu beachten, daß die volle Breite auf halber Höhe des Maximums einer Gaußfunktion mit der Streuung σ $\sqrt{8\ln 2}\cdot\sigma \approx 2.35\sigma$ beträgt.

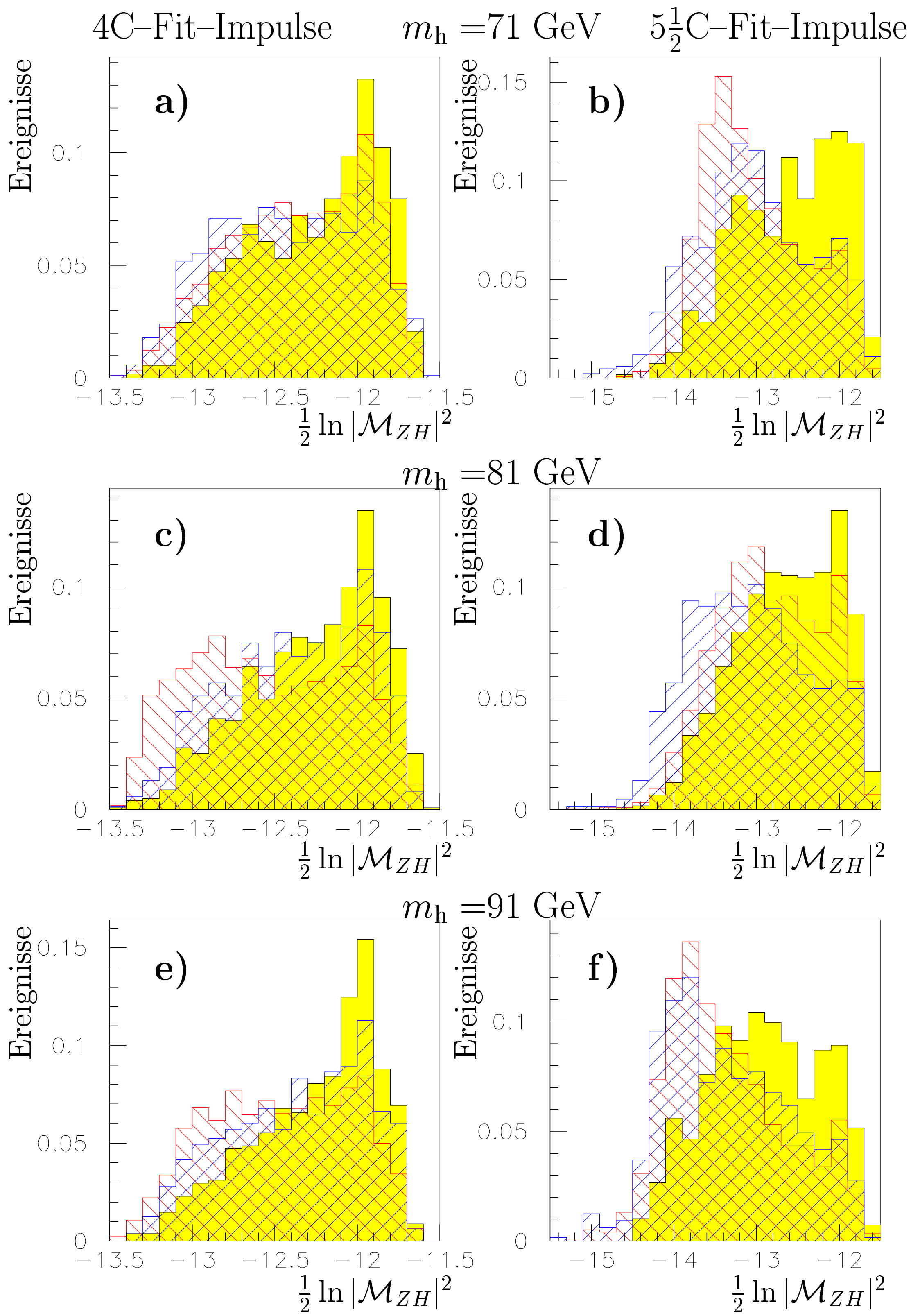

Abbildung 4.10: Vergleich des Higgsstrahlungs–Matrixelements (die tatsächlich dargestellte Größe ist $\frac{1}{2}\ln|\mathcal{M}_{ZH}|^2$) für Higgsstrahlungsereignisse (graues Histogramm), 4–Fermion–Untergrund (\\ schraffiert) und 2–Fermion–Untergrund (// schraffiert) bei verschiedenen Higgsmassen. In den Abbildungen der linken Spalte (a, c, e) wurden die Jetimpulse aus dem 4C–Fit entnommen, in denen der rechten Spalte (b, d, f) aus dem $5\frac{1}{2}$C–Fit. In beiden Fällen wurde die Jetzuordnung durch den besten $5\frac{1}{2}$C–Fit bestimmt.

Die Matrixelemente für W^+W^-– und Z^0Z^0–Produktion sowie ein vollständiges 4–Fermion–Matrixelement stehen in der Programm–Bibliothek des EXCALIBUR–Generators [24] zur Verfügung. Diese Matrixelemente wurden mit Jetimpulsen als Ergebnis eines 4C–Fits berechnet, wobei wiederum über alle Jet–Quark–Zuordnungen gemittelt wurde. Details über die Verwendung der EXCALIBUR–Matrixelemente in der W^+W^-–Selektion können in [44] gefunden werden.

Eine gemeinsame Untergrundquelle für W^+W^-– und Higgsstrahlungsereignisse ist der QCD–Untergrund, also 2–Quark–Ereignisse, die durch harte Gluonabstrahlung 4–Jet–Ereignisse erzeugen können (siehe auch Abschnitt 2.3). Die Matrixelement–Wahrscheinlichkeit dieser Prozesse wurde aus dem EVENT–Generator [45] entnommen. Bei der Berechnung dieses Matrixelementes ist es vorteilhafter, direkt die gemessenen, nicht–angepaßten Jetimpulse zu verwenden, da 2–Fermion–Ereignisse oft sehr viel Energie als ISR verlieren, so daß die Energieerhaltung bzgl. der Strahlteilchen, wie sie der 4C–Fit verlangt, keine realistische Annahme ist.

Abbildung 4.11 vergleicht die Verhältnisse verschiedener Matrixelemente für MC–Simulationen von Signal sowie verschiedenen Untergrundprozessen. In den oberen beiden Abbildungen wird der Logarithmus des Verhältnisses aus Higgsstrahlungs–Matrixelement und dem W^+W^-–Matrixelement für Signal– (graues Histogramm) und W^+W^-–Ereignisse (schraffiertes Histogramm) verglichen. In den folgenden Zeilen wurde analog mit dem Z^0Z^0– und dem QCD–Untergrund verfahren. Die Higgsmasse beträgt jeweils 91 GeV. Das Higgsstrahlungs–Matrixelement wurde entweder mit Jetimpulsen aus dem 4C–Fit (a, c, d, e) oder aus dem $5\frac{1}{2}$C (b, f) berechnet, für die Jetzuordnung wurde der beste 5C–Fit (c) oder der beste $5\frac{1}{2}$C–Fit (a, b, d, e, f) benutzt.

Im Falle von W^+W^-–Produktion und 2–Fermion–Prozessen zeigen die Matrixelement–Verhältnisse deutliche Trennung zwischen Signal– und Untergrundereignissen. Für Z^0Z^0–Ereignisse ist die Unterscheidungskraft geringer, aber es bleibt ein Unterschied erkennbar, obwohl bei einer Higgsmasse von 91 GeV Higgsstrahlungs– und Z^0–Paarproduktionsereignisse kinematisch fast identisch sind. Der einzige verbleibende kinematische Unterschied liegt in den Zerfallswinkelverteilungen, da das Higgsboson im Gegensatz zum Z^0 als skalares Teilchen isotrop zerfällt. Dieser Unterschied wird durch die Matrixelemente berücksichtigt.

Interessant ist, daß $\ln\left(|\mathcal{M}_{ZH}|^2/|\mathcal{M}_{ZZ}|^2\right)$ für Z^0Z^0–Ereignisse tendenziell größer ist als für Higgsstrahlungsereignisse. Dies liegt vermutlich daran, daß das Higgsboson eine sehr geringe Breite besitzt und somit bei einer nominellen Higgsmasse von 91 GeV die Masse, mit der das Higgsboson tatsächlich erzeugt wird, näher an der nominellen Z^0–Masse liegt, als es bei den Z^0–Bosonen selbst der Fall ist. Dies führt dazu, daß Higgsstrahlungsereignisse im Mittel eine größere Z^0Z^0–Matrixelement–Wahrscheinlichkeit erhalten als tatsächliche Z^0Z^0–Ereignisse, womit der dargestellte Quotient für sie niedriger ausfällt.

Abbildung 4.12 zeigt die Korrelationen zwischen den später verwendeten Matrixelementgrößen für Monte–Carlo–Simulationen von 2–Fermion– und 4–Fermion–Untergrund sowie vom Signal. Das Verhältnis der Matrixelemente für Higgsstrahlung und W^+W^-–Produktion ist in der linken Spalte gegen das QCD–Matrixelement, in der rechten gegen

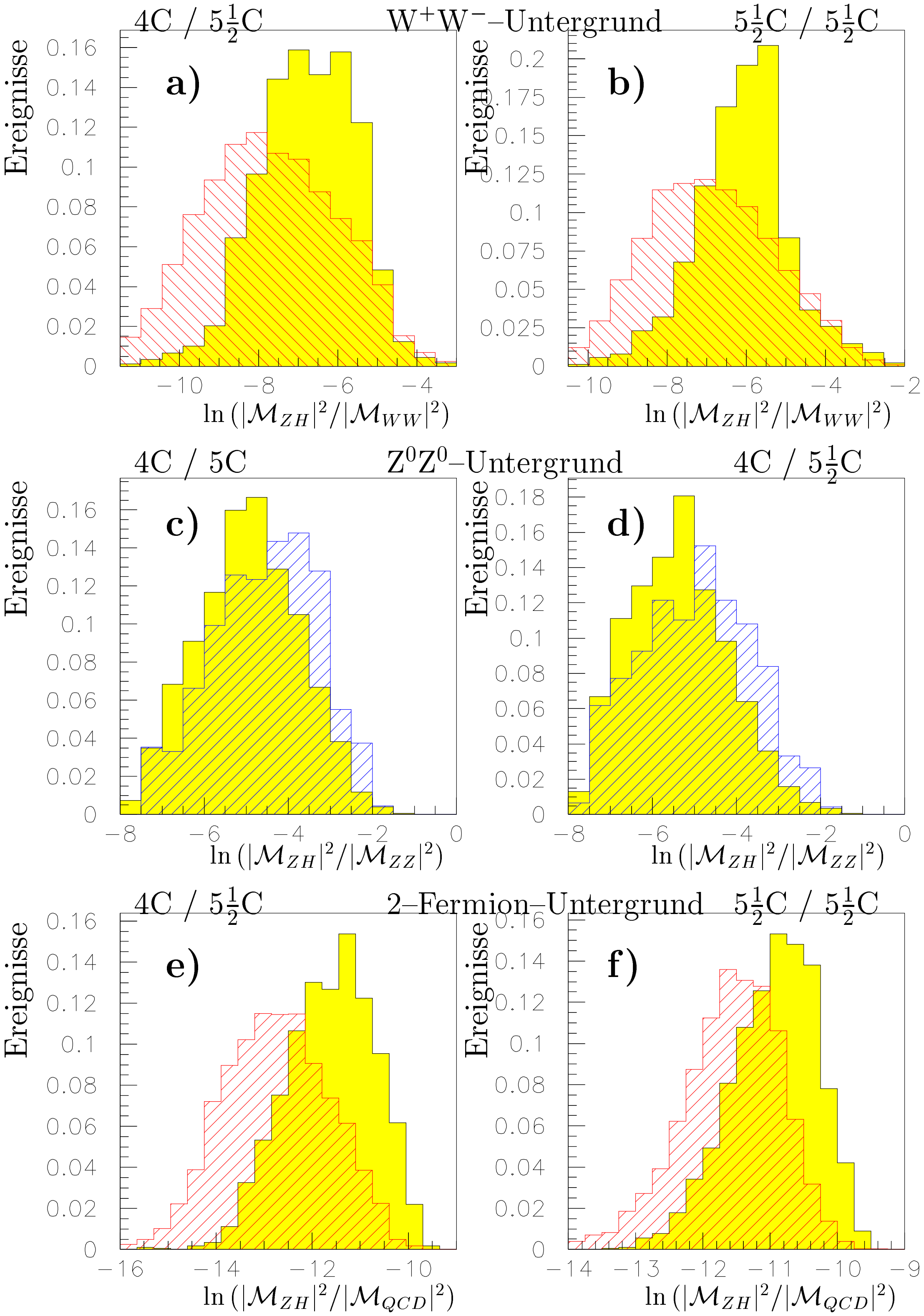

Abbildung 4.11: Verhältnisse verschiedener Matrixelemente im Vergleich zwischen MC–Simulationen vom Signal (m_{H}=91 GeV, graue Histogramm) und den wichtigsten Untergrundprozessen (schraffierte Histogramme). Für jede Untergrundquelle ist der Logarithmus des Verhältnisses aus Z^{0}H–Matrixelement und dem Matrixelement des jeweiligen Untergrundprozesses dargestellt. Das Z^{0}H–Matrixelement wurde entweder mit Jetimpulsen aus dem 4C–Fit (a, c, d, e) oder aus dem $5\frac{1}{2}$C (b, f) berechnet, für die Jetzuordnung wurde der beste 5C–Fit (c) oder der beste $5\frac{1}{2}$C–Fit (a, b, d, e, f) benutzt.

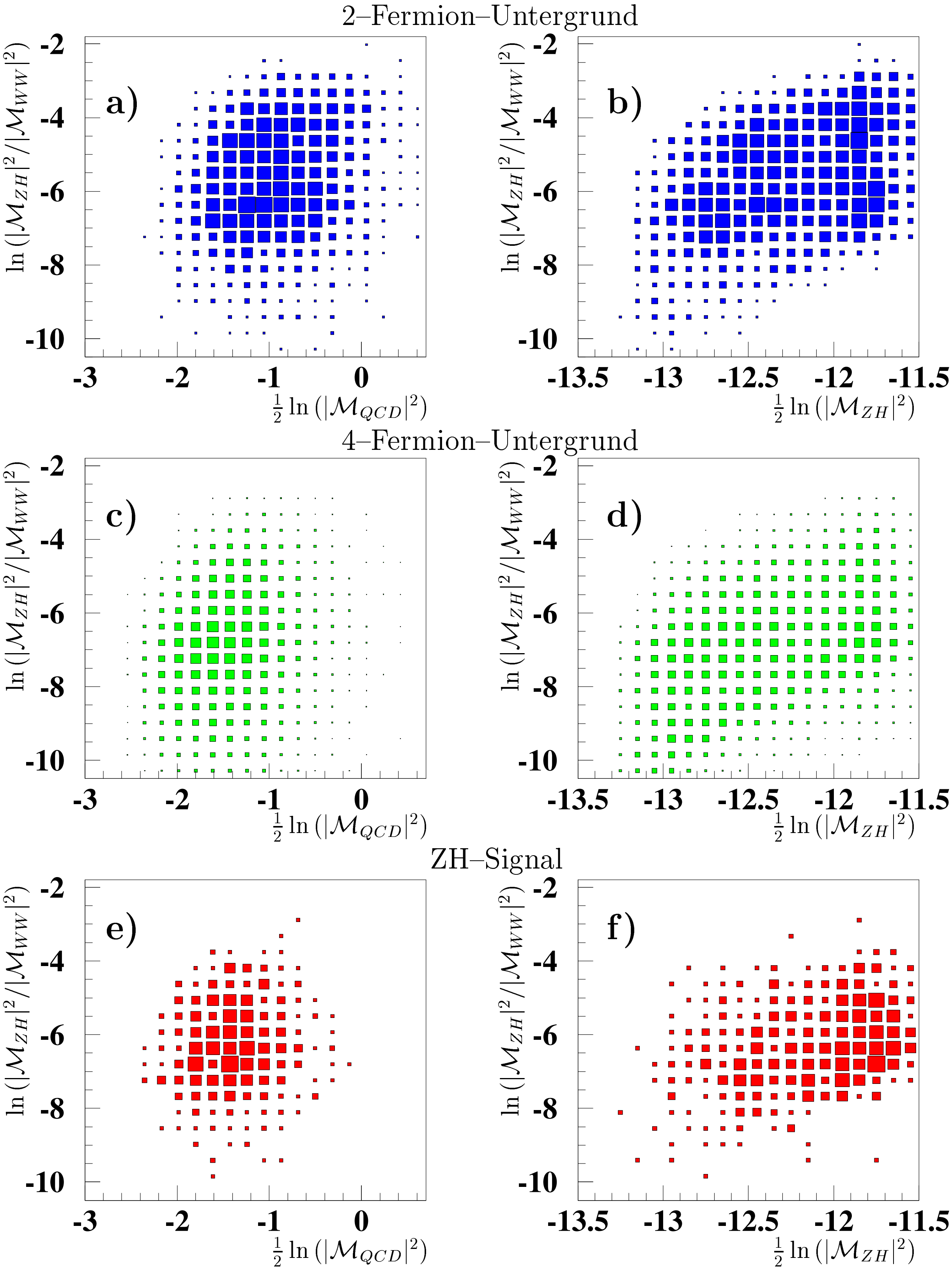

Abbildung 4.12: Korrelationen zwischen den Matrixelementen–Größen, die später als Eingabegrößen einer Likelihood–Selektion verwendet werden, für Signal– und Untergrund–Simulationen. Es ist zu beachten, daß $\ln\left(|\mathcal{M}_{ZH}|^2/|\mathcal{M}_{WW}|^2\right)$ fast keine Korrelationen mit dem Higgsstrahlungs–Matrixelement selbst aufweist (rechte Spalte).

das Higgsstrahlungs–Matrixelement aufgetragen. Links sind erwartungsgemäß keine Korrelationen zu erkennen. Beachtenswert ist allerdings, daß auch rechts nur sehr geringe Korrelationen vorhanden sind. Dies bedeutet, daß der Quotient stark vom Matrixelement für W^+W^-–Produktion im Nenner dominiert wird.

4.5 Massenabhängige Analyse

Eine massenabhängige Analyse weist zwei Hauptvorteile auf. Zum einen sind viele Selektionsvariablen von der generierten Higgsmassse abhängig. Insbesondere für kinematische Variablen kann diese Abhängigkeit recht ausgeprägt sein. Beispielsweise benutzt der 4–Jet–Kanal die Differenz zwischen der größten und kleinsten Jetenergie im Ereignis (ΔE_{max}). Diese Variable ist in Abbildung 4.13 für Monte–Carlo–Ereignisse dargestellt, die mit verschiedenen Higgsmassen zwischen 81 und 100 GeV bei einer Schwerpunktsenergie von 189 GeV generiert worden sind. Je größer die Higgsmasse angenommen wird, desto mehr verschiebt sich die Verteilung zu kleineren Werten, da nahe am kinematischen Limit die Zerfallsteilchen des Higgsbosons in stärkerem Maße entgegengesetzt zu einander ausgerichtet sind. In massenunabhängigen Analysen benutzt man meist Signal–Datensätze, die mit verschiedenen Higgsmassen generierte Monte–Carlo–Ereignisse enthalten, um auf einen gewissen Massenbereich sensitiv zu sein. Für Higgsmassen außerhalb des von den Referenz–Datensätzen abgedeckten Massenbereichs läßt die Sensitivität stark nach. Dieses Vorgehen reduziert das Unterscheidungspotential der massenabhängigen Variablen, was man leicht erkennt, wenn man sich die einzelnen Histogramme in Abbildung 4.13 überlagert denkt. Daher erwartet man eine Verbesserung, wenn die Referenz–Datensätze für mehrere einzelne Testmassen ausgewertet werden.

Der andere Vorteil einer massenabhängigen Analyse liegt darin, daß sie es ermöglicht Variablen zu verwenden, die nur unter expliziter Annahme einer Massenhypothese konstruiert werden können. In diese Klasse von Variablen fällt der in Abschnitt 4.3 diskutierte $5\frac{1}{2}$C–Fit, aber auch das in Abschnitt 4.4 vorgestellte Matrixelement für Higgsstrahlung.

Der Nachteil einer massenabhängigen Analyse ist der deutlich größere Aufwand, dessen genaues Ausmaß sich danach richtet, wie groß der interessierende Massenbereich ist und wie eng man die Testmassen plazieren muß. Dieser Aufwand lohnt sich dann, wenn die Analyse nicht nur auf eine spezielle Masse hin optimiert werden darf, sondern über einen größeren Massenbereich hinweg sensitiv sein soll.

Bestimmung der Effizienz

In einer massenabhängigen Analyse wird die Effizienz, mit der ein etwaiges Signal die Selektion passiert, an jeder Testmasse nur mit Signal–Ereignissen bestimmt, die mit der Higgsmasse gleich der Testmasse generiert worden sind. Eine an die so erhaltenen Werte angepasste Funktion liefert dann die Effizienz für Higgsmassen zwischen den untersuchten Testmassen. Mit dieser Methode kann die Effizienz zwischen den Testmassen potentiell über schätzt werden, da man erwartet, daß die Effizienz jeweils am größten ist, wenn

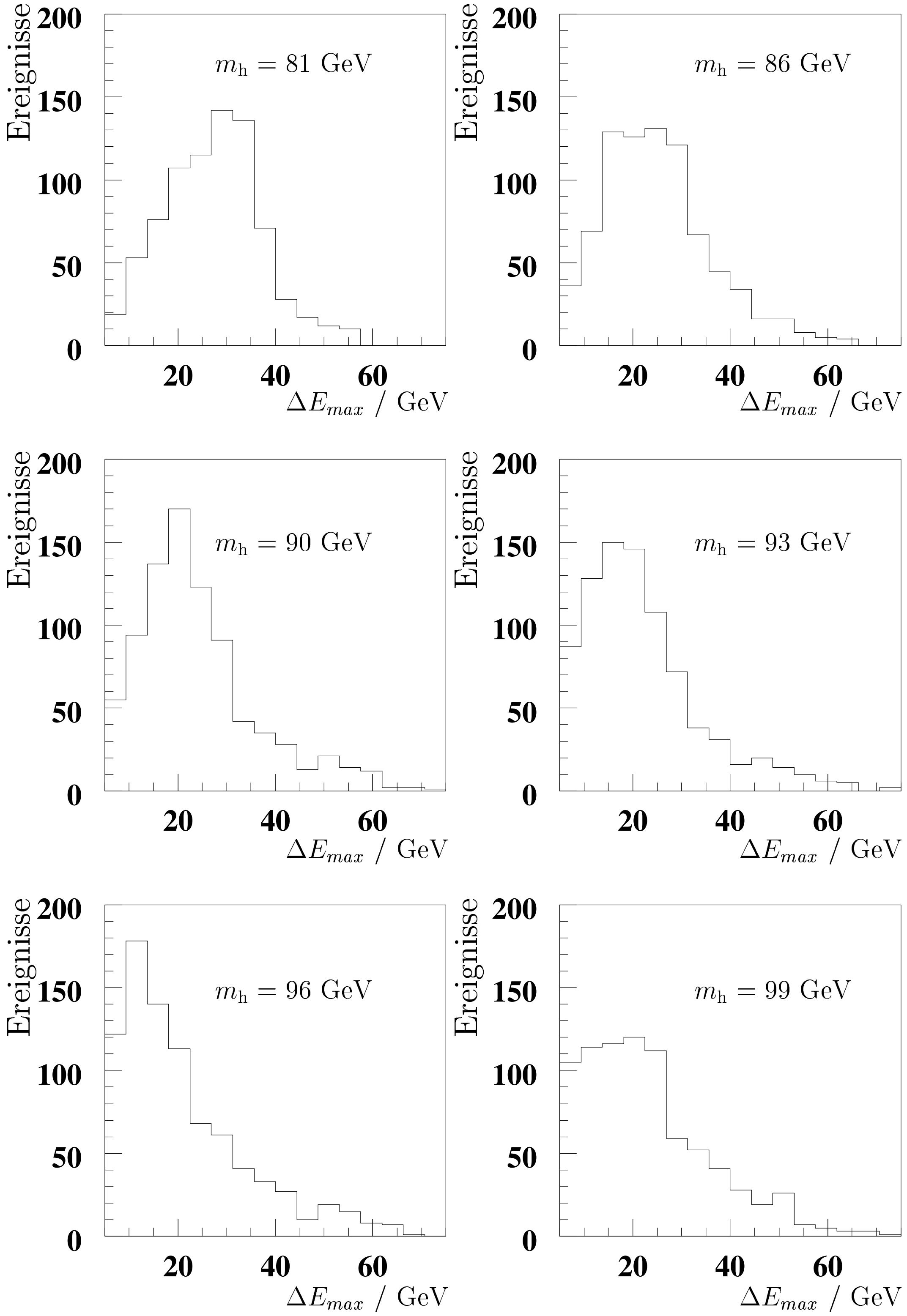

Abbildung 4.13: Energiedifferenz zwischen dem höchst– und niederenergetischsten Jet eines Ereignisses (ΔE_{max}) nach dem 4C–Fit für verschiedene Higgsmassen bei einer Schwerpunktsenergie von 189 GeV. Die Abhängigkeit dieser Variable von der Higgsmasse ist deutlich zu erkennen.

die Higgsmasse gerade der des verwendeten Referenz–Datensatzes entspricht, und daß sie niedriger ausfällt, wenn die Higgsmasse von dieser abweicht. Da man aus praktischen Gründen die Testmassen nicht in beliebig engen Abstand wählen kann, gilt es zu untersuchen, welcher Abstand erforderlich ist, damit Abweichungen zwischen der an die Effizienz angepaßten Funktion und der Effizienz, die man erhielte, wenn man auch an den Zwischenwerten Referenz–Datensätze evaluieren würde, klein gegen andere Unsicherheiten bleiben.

Dies geschieht in Abbildung 4.14. Sie zeigt die Effizienz mit der Signal–Ereignisse aus Monte–Carlo–Datensätzen mit generierten Higgsmassen in 1–GeV–Schritten zwischen 81 und 100 GeV die Selektion passieren, die als Referenz–Datensatz für eine Testmasse von 95 GeV benutzt. Wie erwartet, ist die Effizienz am größten, wenn die generierte Higgsmasse gleich der Testmasse, in diesem Fall also gleich 95 GeV ist. An die absinkenden Werte für kleinere und größere Higgsmassen ist ein Polynom angepaßt worden. Aus dieser

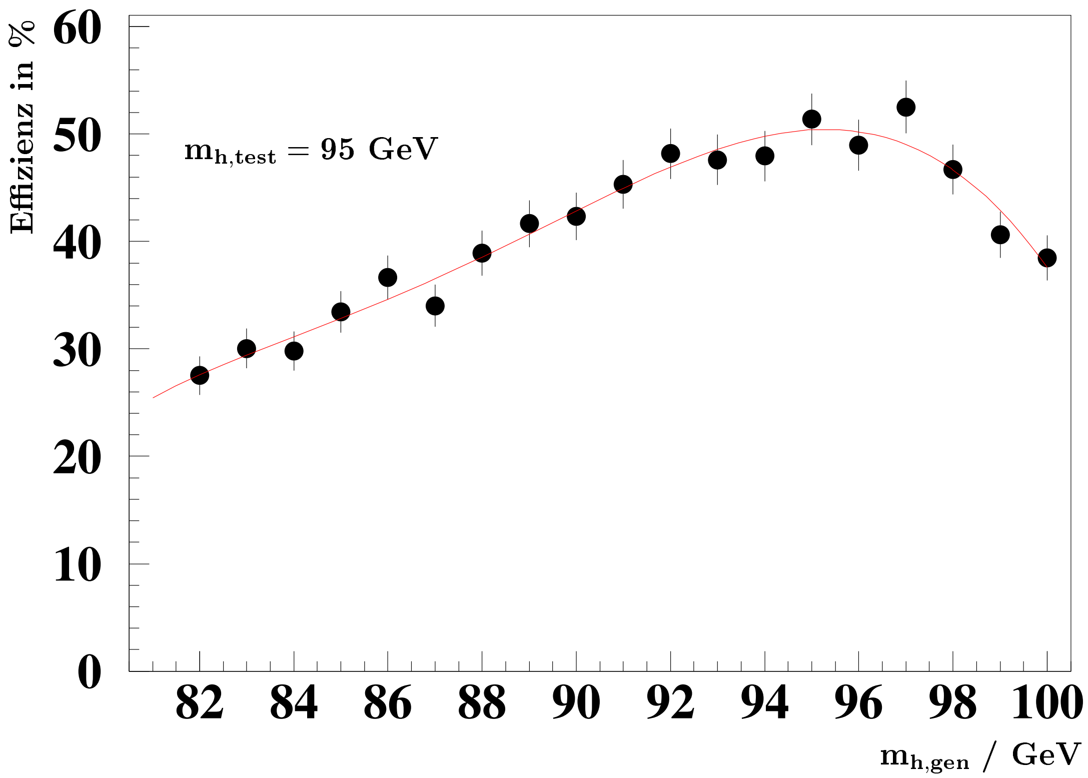

Abbildung 4.14: Effizienz für Higgsmassen zwischen 81 und 100 GeV, bei deren Bestimmung stets ein Referenz–Datensatz mit einer generierten Higgsmasse von 95 GeV verwendet wurde. Erwartungsgemäß ist die Effizienz am größten, wenn die Higgsmasse gleich der Testmasse ist. Der Unterschied zwischen diesem Maximum und den Werten, die man für um ± 0.5 GeV von der Testmasse abweichende Higgsmassen erhält, ist mit 0.6% deutlich kleiner als der statistische Fehler.

Anpassung ist zu erkennen, daß die Effizienz ± 0.5 GeV von der Testmasse entfernt nicht mehr als 0.6% unter dem Wert liegt, den man erhält, wenn Testmasse und untersuchte Higgsmasse identisch sind. Die hier verwendeten Datensätze umfassen 1000 Ereignisse für jede generierte Higgsmasse. Der entsprechende statistische Fehler ist mit etwa 5% deutlich größer als 0.6% und wäre es auch bei einem zehnmal umfangreicheren Datensatz. Daher kann eine Schrittweite von 1 GeV als hinreichend angenommen werden, zumal dies kleiner ist als die experimentelle Massenauflösung, die bei etwa 2 bis 3 GeV liegt.

Untergrund und Kandidaten

Bei einer massenabhängigen Analyse hängt nicht nur die Effizienz, sondern auch der aus Standardmodell–Prozessen erwartete Untergrund sowie die in den Daten beobachteten Kandidaten von der Testmasse ab. Die Massenverteilungen des Untergrundes können als Funktion der rekonstruiertes Masse und als Funktion der Testmasse angepaßt werden. Man erhält eine zweidimensionale Funktion, aus der für jede Higgsmasse, bei der Ausschlußgrenzen berechnet werden sollen, die entsprechende Verteilung der rekonstruierten Masse herausprojeziert werden kann. Dieses Verfahren ist im Anhang A ausführlicher beschrieben. Es kann nicht nur für das vom Untergrund erwartete Massenspektrum, sondern auch für das des Higgssignals angewendet werden.

Die in den Daten gefundenen Kandidaten müssen nicht für alle Testmassen die gleichen sein, da ein Ereignis beispielsweise gut zu einer Massenhypothese von 95 GeV, nicht aber zu einer von 85 GeV passen kann. Andererseits können einzelne Kandidaten bei mehreren Testmassen auftreten. In den in dieser Arbeit präsentierten Analysen werden bei der Limitberechnung jeweils die Kandiaten der nächstgelegenen Testmasse verwendet. Dieses Verfahren kann in der Mitte zwischen zwei Testmassen zu Unstetigkeiten in den resultierenden Ausschlußgrenzen führen, was vieleicht auf den ersten Blick unästhetisch erscheinen mag, aber aus statistischer Sicht kein Problem darstellt.

Kapitel 5

Flavour–unabhängige Analyse im 4–Jet–Kanal

Beschränkt man sich bei der Suche nach einem Higgsboson nicht auf das Standardmodell oder das minimale supersymmetrische Standardmodell, sondern berücksichtigt Zwei–Higgsdublett–Modelle im allgemeinen, so kann man nicht davon ausgehen, daß das leichte skalare Higgsboson größtenteils in b–Quark–Paare zerfällt. Daher wird hier eine Analyse benötigt, die auf alle hadronischen Zerfälle des Higgsbosons sensitiv ist, unabhängig davon, ob es in Quarkpaare oder (über virtuelle t–Quark–Schleifen) in Gluonpaare zerfällt. Im 4–Jet–Kanal ist dies eine besonders schwierige Aufgabe, da man allein auf kinematische Merkmale angewiesen ist, d.h. insbesondere keine Lepton–Identifikation oder fehlende Energie als Selektionskriterium heranziehen kann.

Die Ergebnisse einer flavour–unabhängigen Suche können nicht nur im Rahmen von Zwei–Higgsdublett–Modellen interpretiert werden, sondern es können daraus auch modell–unabhänigige Ausschlußgrenzen für ein neutrales, skalares Boson abgeleitet werden, das in Assoziation mit einem Z^0–Boson produziert wird und hadronisch zerfällt (s. Kap. 6).

In Abschnitt 5.1 werden Vor– und Hauptselektion einer flavour–unabhängigen Analyse im 4–Jet–Kanal präsentiert, die in Abschnitt 5.2 auf die 1998 von OPAL bei einer Schwerpunktsenergie von 189 GeV aufgezeichneten Daten angewendet wird, welche einer integrierten Luminosität von etwa 170 pb^{-1} entsprechen. Abschnitt 5.3 diskutiert die systematischen Unsicherheiten der Bestimmung von erwartetem Untergrund und Effizienz.

5.1 Die Selektion der Daten

Die hier vorgestellte flavour–unabhängige Suche nach dem Higgsboson in 4–Jet–Kanal ist eine massenabhängige Analyse (siehe Abschnitt 4.5), die nach der Vorselektion eine *binned likelihood*–Methode, im folgenden kurz „Likelihood“ genannt, verwendet (siehe Abschnitt 4.2). Die Selektion wurde anhand der in Abschnitt 4.1 beschriebenen Näherung für die erwartete Ausschlußgrenze optimiert; Details zu den speziell für diese Analyse entwickelten Variablen sind in den Abschnitten 4.3 und 4.4 zu finden. Die Testmassen liegen zwischen m_{h}=51 GeV und m_{h}= 100 GeV mit einer Schrittweite von 1 GeV.

Vorselektion

Der erste Teil der Vorselektion ist unabhängig von der Testmasse. Zunächst muß gewährleistet sein, daß alle relevanten Detektorkomponenten bei der Datennahme in Betrieb waren. Dies sind die Jetkammer (CJ), die Vertexkammer (CV), der Mikrovertex–Detektor (SI)[1], das elektromagnetische Kalorimeter (EB, EE), das Hadronkalorimeter (HP, HT) sowie einer der Subdetektoren zur Bestimmung der Luminosität (SW oder FD).

Jedes Ereignis wird zunächst mit dem Durham–Algorithmus [47] in vier Jets unterteilt. Anschließend wird in einem iterativen Verfahren jedes Teilchen dem Jet zugeordnet, zu dessen Achse es das kleinste Abstandmaß nach dem E0–Schema [48] des Jade–Algorithmus [49] besitzt. Dieses Verfahren dient dazu, auch niederenergetische Teilchen dem nächstgelegenen Jet zuzuordnen. Die Energieauflösung wird hierdurch zwar nur geringfügig verbessert, aber Jets, die aus der Fragmentation eines b–Quarks entstanden sind, lassen sich besser identifizieren [50].

Nach der Gruppierung der Teilchen in Jets sind die folgenden Kriterien zu erfüllen:

(1) Das Ereignis muß den in [51] definierten Kriterien für einen hadronischen Endzustand genügen. Diese beinhalten Mindestanforderungen an die Anzahl der angesprochenen Zellgruppen im elektromagnetischen Kalorimeter sowie an die Anhzahl der nach gewiesenen Spuren. Die gesamte im elektromagnetischen Kalorimeter deponierte Energie muß groß genug und entlang der Strahlachse ausbalanciert sein.

(2) Der radiative Prozeß $\mathrm{e^+e^-} \rightarrow \mathrm{Z^0}\gamma \rightarrow \mathrm{q\bar{q}}\gamma$, bei dem das Photon im Strahlrohr verschwindet, wird stark unterdrückt durch die Forderung, daß die effektive Schwerpunktsenergie $\sqrt{s'}$ [51], die aus den im Detektor sichtbaren Teilchchen des Endzustandes rekonstruiert wird, mindestens 150 GeV beträgt.

(3) Der Jet–Auflösungsparameter des Durham–Algorithmus y_{34}, bei dem sich die Anzahl der aufgelösten Jets von vier auf drei reduziert, muß größer sein als 0.003, um Ereignisse des Prozesses $(\mathrm{Z}/\gamma)^* \rightarrow \mathrm{q\bar{q}}$ zu unterdrücken.

(4) Dieser $(\mathrm{Z}/\gamma)^* \rightarrow \mathrm{q\bar{q}}$–Untergrund wird weiterhin reduziert, indem verlangt wird, daß der Ereignisform–Parameter C [52], der für sphärische Endzustände groß ist, mindestens 0.25 beträgt.

(5) Um Ereignisse mit isolierten Leptonen oder Photonen zu unterdrücken, wird gefordert, daß jeder Jet mindestens zwei geladene Teilchen enthält.

[1]Die flavour–unabhänigige Analyse im 4–Jet–Kanal benötigt SI nicht unbedingt, da er jedoch für flavour–unabhänigige Analyse im τ–Kanal und für die Analysen, die die Identifikation von b–Quarks benutzen, unerläßlich ist, wird seine Funktionsfähigkeit aus Konsistenzgründen auch hier gefordert.

(6) Ein 4C–Fit, der Energie– und Impulserhaltung bzgl. des Anfangszustandes erzwingt, sollte mit einer χ^2–Wahrscheinlichkeit von mindestens 10^{-5} konvergieren, um sicherzustellen, daß keine schlecht rekonstruierten Ereignisse selektiert werden.

(7) Um zu überprüfen, ob ein Ereignis mit der $e^+e^- \rightarrow h^0Z^0$–Hypothese kompatibel ist, wird verlangt, daß für mindestens eine der sechs möglichen Jetzuordnungen ein 5C–Fit, der zusätzlich die invariante Masse zweier Jets auf die nominelle Z^0–Masse zwingt, mit einer χ^2–Wahrscheinlichkeit größer als 10^{-5} konvergiert.

Die nun folgenden Schnitte hängen von der gewählten Higgsmassen–Hypothese ab:

(8) Die χ^2–Wahrscheinlichkeit des in Abschnitt 4.3 diskutierte $5\frac{1}{2}$C–Fits muß für mindestens eine Jetzuordnung 10^{-5} überschreiten. Außerdem wird verlangt, daß der 5C–Fit für dieselbe Kombination eine χ^2–Wahrscheinlichkeit größer als 10^{-5} aufweist, da dieser Fit zur Bestimmung der Kandidatenmasse verwendet wird.

(9) Um W^+W^-–Ereignisse zu unterdrücken, wird schließlich verlangt, daß der natürliche Logarithmus des Verhältnisses der Matrixelement–Wahrscheinlichkeiten für Higgsstrahlung und W^+W^-–Produktion mindestens -9.0 beträgt (s. Abschnitt 4.4).

Likelihood–Selektion

Nach der Vorselektion werden für jede Testmasse die folgenden sechs Variablen in einer Likelihood–Selektion (s. Abschnitt 4.2) kombiniert. Dabei gibt es je eine Klasse für Signal–Ereignisse sowie für 4–Fermion– und 2–Fermion–Untergrund. Alle Ereignisse mit einem Likelihood–Wert größer als 0.6 werden selektiert.

(1) Zur Unterdrückung von W^+W^-–Ereignissen wird der natürliche Logarithmus des Quotienten der Matrixelement–Wahrscheinlichkeiten für Higgsstrahlung und W^+W^-–Produktion als Eingangsgröße verwendet.

(2) Die Verwendung des Logarithmus zur Basis 10 der besten $5\frac{1}{2}$C–Fit–Wahrscheinlichkeit hilft, Ereignisse zu selektieren, die einem Higgsstrahlungsereignis sehr ähnlich sind.

(3) Der Logarithmus zur Basis 10 der χ^2–Wahrscheinlichkeit eines weiteren kinematischen Fits, der die invariante Masse beider Jetpaare auf die $W^\pm$–Masse zwingt, führt zum Verwerfen von Ereignissen, die gut mit W^+W^-–Produktion kompatibel sind. Es wird nur die Jetzuordnung mit der höchsten χ^2–Wahrscheinlichkeit betrachtet.

(4) Die Differenz zwischen der größten und kleinsten Jetenergie spiegelt den Boost der zwei Bosonen wider, und ist für W^+W^-–Ereignisse auf einen relativ kleinen Wertebereich beschränkt, während sie für Higgsstrahlungsereignisse stärker variiert. Es werden die Energien aus dem 4C–Fit verwendet.

(5) Obwohl die Hauptuntergrundquelle die W^+W^-–Produktion ist, muß auch der 2–Fermion–Untergrund reduziert werden. Daher wird auch der natürliche Logarithmus der Matrixelement–Wahrscheinlichkeit für den QCD–Prozeß $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$, $q\bar{q}gg$ als Eingangsgröße verwendet (s. Abschnitt 4.4).

(6) Die letzte Variable, die in die Likelihood eingeht, ist der natürliche Logarithmus der Matrixelement–Wahrscheinlichkeit für Higgsstrahlung (vgl. Abschnitt 4.4). Im Gegensatz zu den kinematischen Fits enthält das Matrixelement auch Information über die Zerfallswinkel der Bosonen. Die Korrelationen mit Variable (1) sind vernachlässigbar gering.

Die Abbildungen 5.1 und 5.2 zeigen die Verteilungen der sechs Eingangsgrößen der Likelihood nach der Vorselektion bei Testmassen von 75 bzw. 90 GeV für Monte–Carlo–Simulationen von Signal (durchgezogen), 4–Fermion– (gestrichelt) und 2–Fermion–Untergrund (punktiert) bei einer Schwerpunktsenergie von 189 GeV. Es wurde Signal–Monte–Carlo mit einer generierten Higgsmasse gleich der Testmasse verwendet. Alle Verteilungen sind auf einen Inhalt von eins normiert. In die Berechnung der Größen (3), (4) und (5) geht die Massenhypothese nicht ein. Dennoch unterscheiden sich die Untergrundverteilungen bei beiden Testmassen durch die massenabhängigen Vorselektions–Schnitte. Das Signal unterscheidet sich zusätzlich aufgrund der verschiedenen Werte der generierten Higgsmasse. Die anderen drei Größen hängen hingegen explizit von der Massenhypothese ab. Die einzelnen Variablen tragen bei den verschiedenen Testmassen in unterschiedlichem Maße zur Unterscheidungskraft der Likelihood bei.

Der Schnitt auf den Ausgabewert der Likelihood wurde mit Hilfe der in Abschnitt 4.1 vorgestellten Figure of Merit optimiert. Die Figure of Merit wurde bei jeder Testmasse als Funktion des Likelihood–Schnittes berechnet und das jeweilige Minimum bestimmt. Obwohl es im Prinzip möglich ist, auch den Schnitt auf die Likelihood massenabhängig zu wählen[2], hat sich dies hier nicht als nötig erwiesen, da die Minima sehr flach sind, wie in Abbildung 5.3 zu sehen ist. Ein Schnittwert von 0.6 liefert für alle Testmassen eine Figure of Merit sehr nahe am optimalen Wert und wurde daher als einheitlicher Schnitt gewählt.

5.2 Anwendung auf OPAL–Daten bei $\sqrt{s}$=189 GeV

Die 1998 aufgezeichneten Daten entsprechen nach den Schnitten auf den Detektorstatus einer integrierten Luminosität von 172.1 pb^{-1}. Die luminositätsgewichtete Schwerpunktsenergie betrug 188.6 GeV.

In Tabelle 5.1 ist für jeden Schritt der Selektion die Anzahl der verbleibenden Ereignisse in den Daten sowie in den auf die Luminosität der Daten normierten Simulationen der verschiedenen Untergrundprozesse angegeben. Die letzten drei Zeilen gelten für eine Testmasse von 80 GeV. Der Untergrund aus 2–Photon–Prozessen ist bereits nach den

[2] er sollte lediglich eine stetige Funktion der Testmasse sein

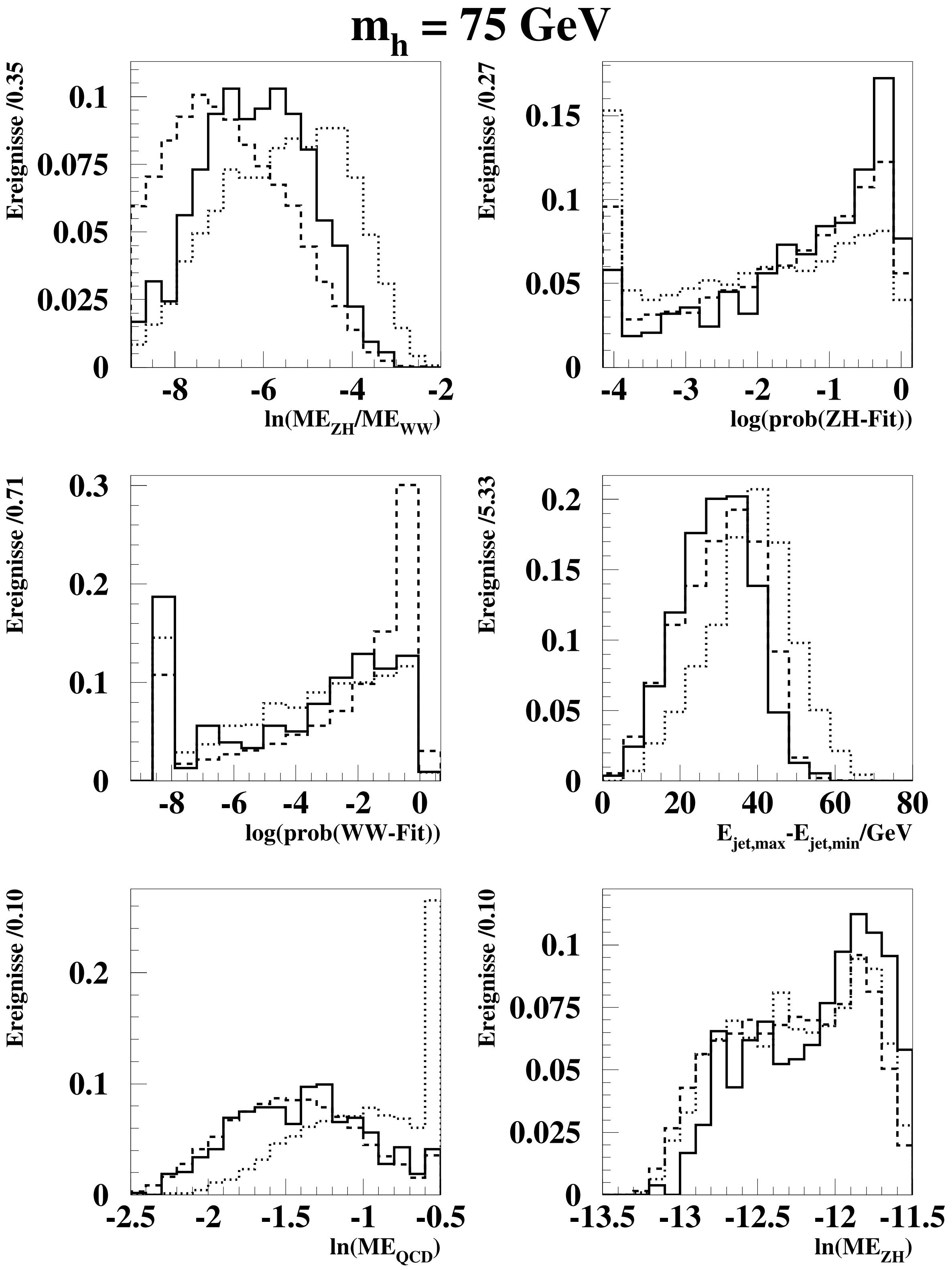

Abbildung 5.1: Verteilungen der Likelihood–Eingabegrößen nach der Vorselektion bei einer Testmasse von 75 GeV für 4–Fermion–Untergrund (gestrichelt), 2–Fermion–Untergrund (punktiert) und Signal mit einer generierten Higgsmasse von ebenfalls 75 GeV (durchgezogen). Alle Verteilungen sind auf einen Inhalt von eins normiert.

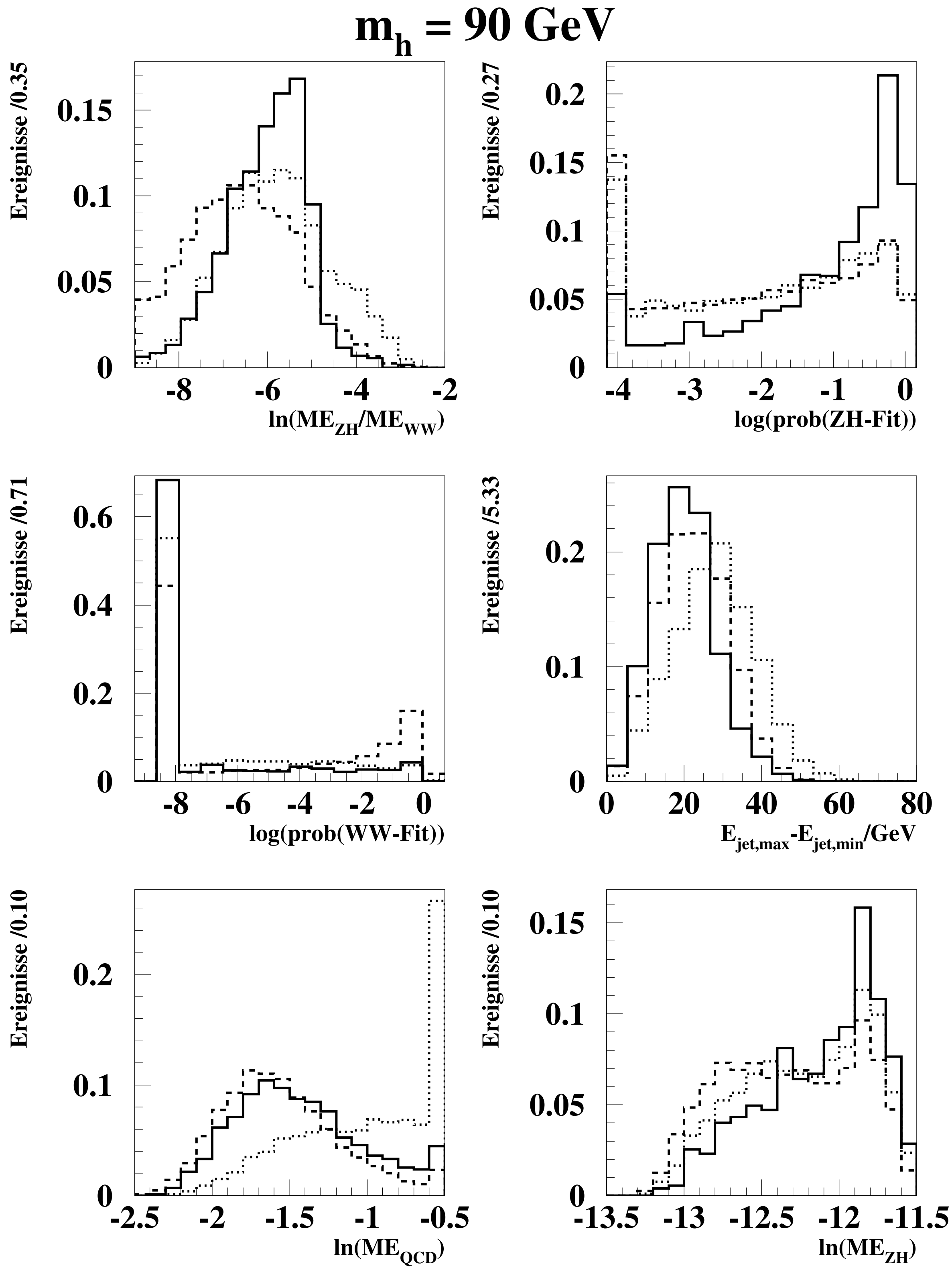

Abbildung 5.2: Verteilungen der Likelihood–Eingabegrößen nach der Vorselektion bei einer Testmasse von 90 GeV für 4–Fermion–Untergrund (gestrichelt), 2–Fermion–Untergrund (punktiert) und Signal mit einer generierten Higgsmasse von ebenfalls 90 GeV (durchgezogen). Alle Verteilungen sind auf einen Inhalt von eins normiert.

ersten Vorselektionsschritten eliminiert. Der größte Anteil der die Selektion passierenden Untergrund–Ereignisse stammt aus 4–Fermion–Prozessen, und unter diesen hauptsächlich aus der W^+W^-–Produktion. Die letzte Spalte gibt die Effizienz an, mit der hadronisch zerfallende Higgsbosonen mit einer Masse von 80 GeV selektiert werden.

Abbildung 5.4 zeigt die Eingabegrößen der Likelihood für die Daten sowie für die auf die integrierte Luminosität der Daten normierten MC–Simulationen des Untergrunds für eine Testmasse von 75 GeV. Im Rahmen der statistischen Unsicherheiten zeigt sich eine gute Übereinstimmung zwischen Daten und Monte–Carlo. Der erwartete Beitrag eines Stan-

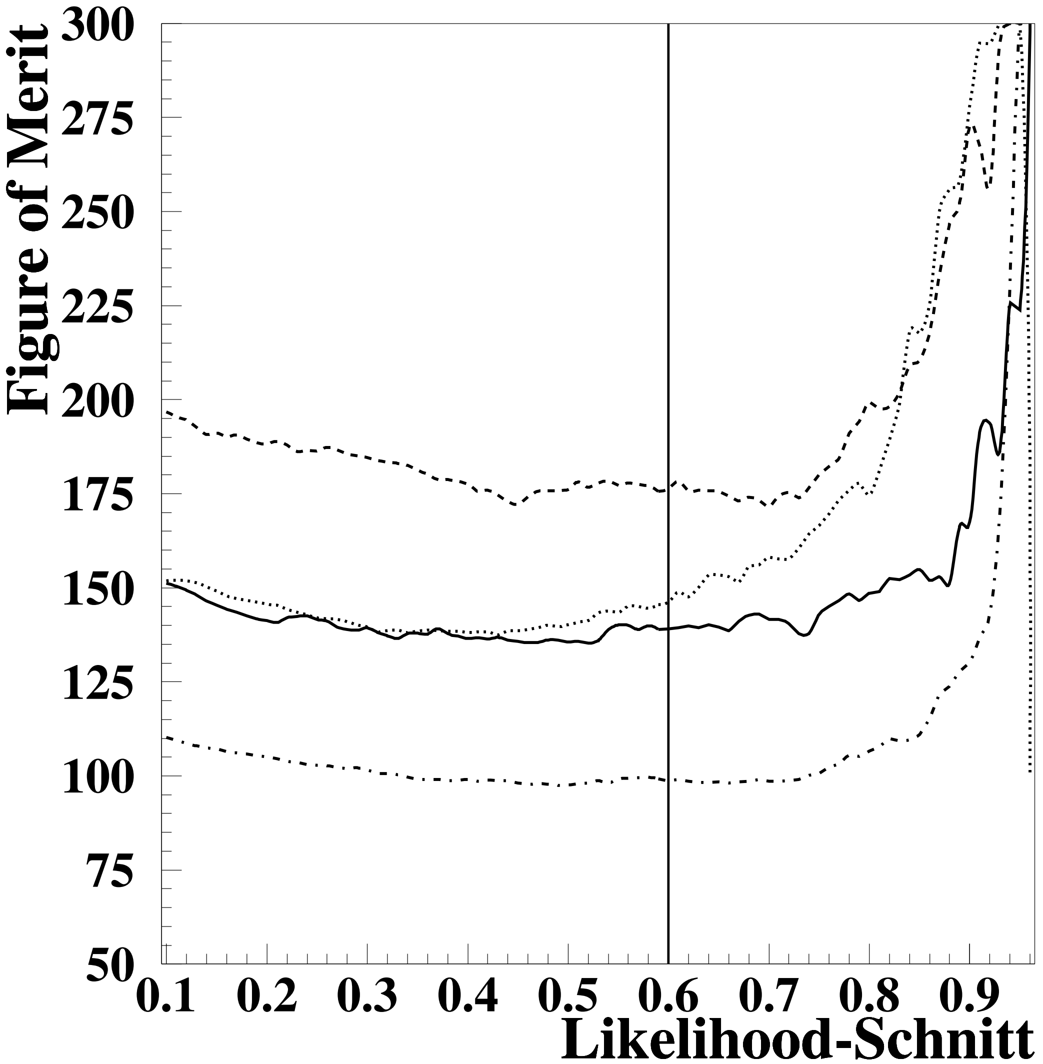

Abbildung 5.3: Figure of Merit (siehe Abschnitt 4.1) als Funktion des Likelihood–Schnittes für Testmassen von 60 GeV (durchgezogen), 70 GeV (gestrichelt), 80 GeV (punktiert) und 90 GeV (strich–punktiert). Der Schnitt wurde einheitlich bei einem Likelihood–Wert von 0.6 gewählt.

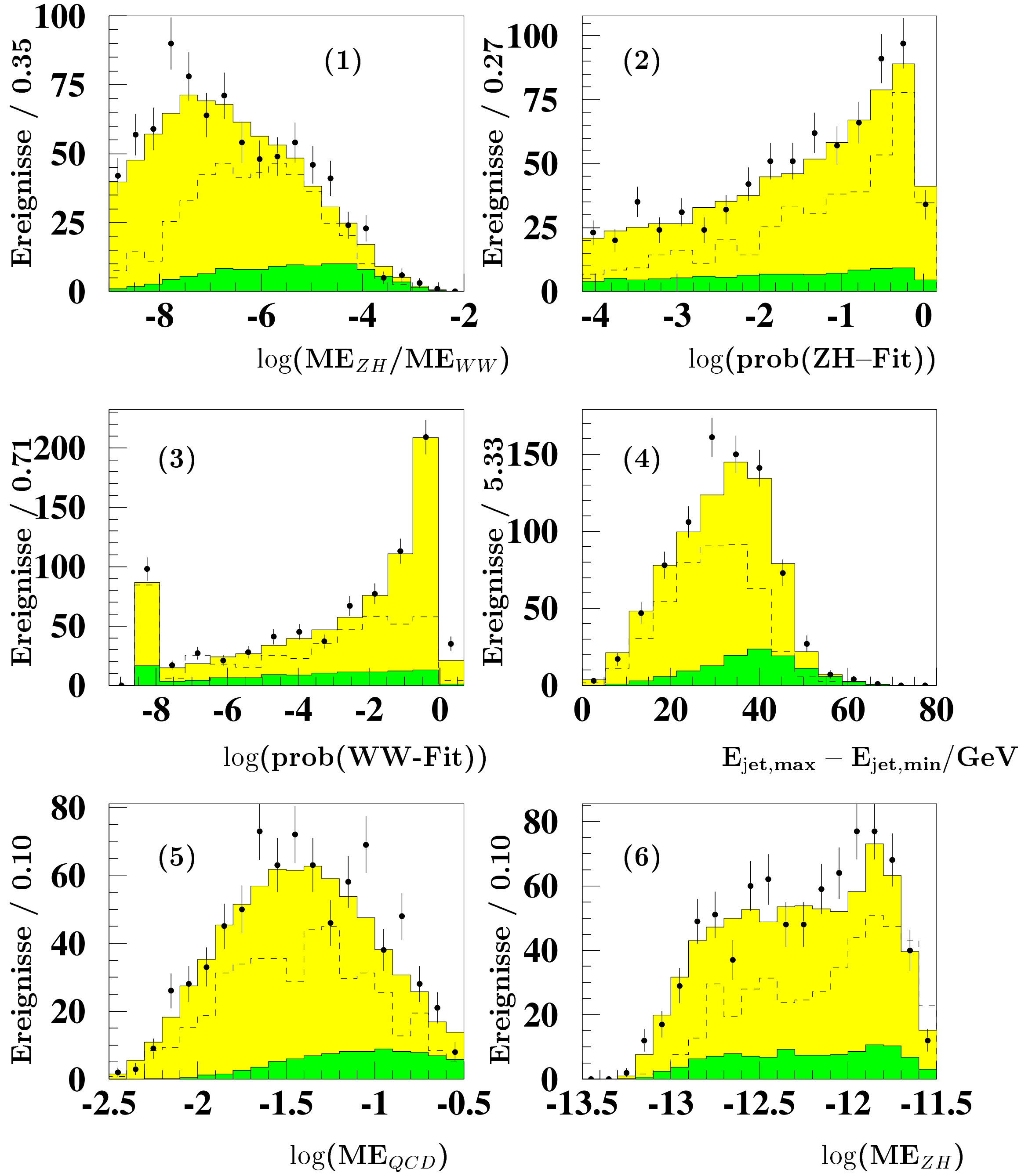

Abbildung 5.4: Eingabegrößen der Likelihood–Selektion bei $\sqrt{s}$=189 GeV für eine Testmasse von m_{h}= 75 GeV. Die OPAL–Daten sind als Punkte mit Fehlerbalken (statistische Fehler), der 4–Fermion–Untergrund als hellgraues Histogramm und der 2–Fermion–Untergrund als dunkelgraues Histogramm dargestellt. Alle MC–Verteilungen sind auf die integrierte Luminosität der Daten normiert. Der von einem 75 GeV Standardmodell–Higgboson erwartete um einen Faktor 10 skalierte Beitrag wird vom gestrichelten Histogramm angedeutet.

4–Jet–Kanal 172.1 pb^{-1}						
Schnitt	Daten	Ges. Untergrund	2–Fermion	4–Fermion	2–Photon	Effizienz in % $m_{\mathrm{h}} = 80$ GeV
(1)	18701	18013	14609	3140	264	99.9
(2)	6241	6152	4185	1954	13	95.6
(3)	1953	1887	534	1353	0	92.2
(4)	1925	1854	509	1345	0	89.9
(5)	1727	1664	432	1231	0	89.3
(6)	1603	1545	395	1150	0	88.2
(7)	1568	1504	375	1129	0	87.4
(8)	696	638	116	522	0	65.3
(9)	648	589	115	475	0	64.1
$\mathcal{L}^{\mathrm{H}Z}$	187	171	28	143	0	35.4

Tabelle 5.1: Anzahl der Ereignisse nach jedem Selektionsschritt in Daten und auf die Daten–Luminosität normierte Untergrund–Simulationen. Bis zu Schnitt (7) gelten die Zahlen für alle Testmassen, die Zahlen nach den Schnitten (8) und (9) sowie nach dem Schnitt auf die Likelihood sind für eine Testmasse von 80 GeV angegeben. Die letzte Spalte enthält die Nachweiseffizienz für ein hadronisch zerfallendes Higgsboson mit einer Masse von 80 GeV.

dardmodell–Higgsbosons mit einer Masse von 75 GeV ist, um einen Faktor 10 skaliert, als gestricheltes Histogramm angedeutet.

Abbildung 5.5 zeigt die Verteilung des Ausgabewertes der Likelihood bei verschiedenen Testmassen zwischen 60 und 100 GeV für die Daten sowie entsprechend normierte MC–Simulationen des Untergrundes und des Signals. Obwohl die Verteilungen starke Unterschiede aufweisen, hat sich bei einer Optimierung des Likelihood–Schnittes mit der in Abschnitt 4.1 vorgestellten Methode erwiesen, daß ein Schnitt bei 0.6 bei allen Testmassen sehr nahe am best möglichen Wert ist.

In Abbildung 5.6 ist für jede Testmasse die Anzahl der MC– und Daten–Ereignisse, die die Selektion passieren, dargestellt. Dabei enthält jedes *bin* gerade die Ergebnisse der Analyse bei einer Testmasse. Das *bin* bei einer Testmasse von 80 GeV visualisiert gerade die in der letzen Zeile von Tabelle 5.1 angegebenen Zahlen. Es ist zu beachten, daß jede Analyse auf denselben Ereignissen (mit Ausnahme der Monte–Carlo–Simulationen der Signalereignisse) beruht und somit die Inhalte der einzelnen *bin*s hochgradig korreliert sind. Für Testmassen unterhalb von 55 GeV sowie im Bereich von 80 GeV werden in den Daten etwas mehr Kandidaten–Ereignisse beobachtet als erwartet, was sich in der entsprechenden Vertrauensniveau–Kurve (s. Kapitel 6) widerspiegeln wird.

Die meisten 4–Fermion–Ereignisse werden bei einer Testmasse von 75 GeV erwartet. Dies überrascht zunächst, da es sich vornehmlich um W$^{\pm}$–Paare handeln sollte und die Masse des W$^{\pm}$–Bosons 80 GeV beträgt. Es ist jedoch zu beachten, daß durch die kinematischen

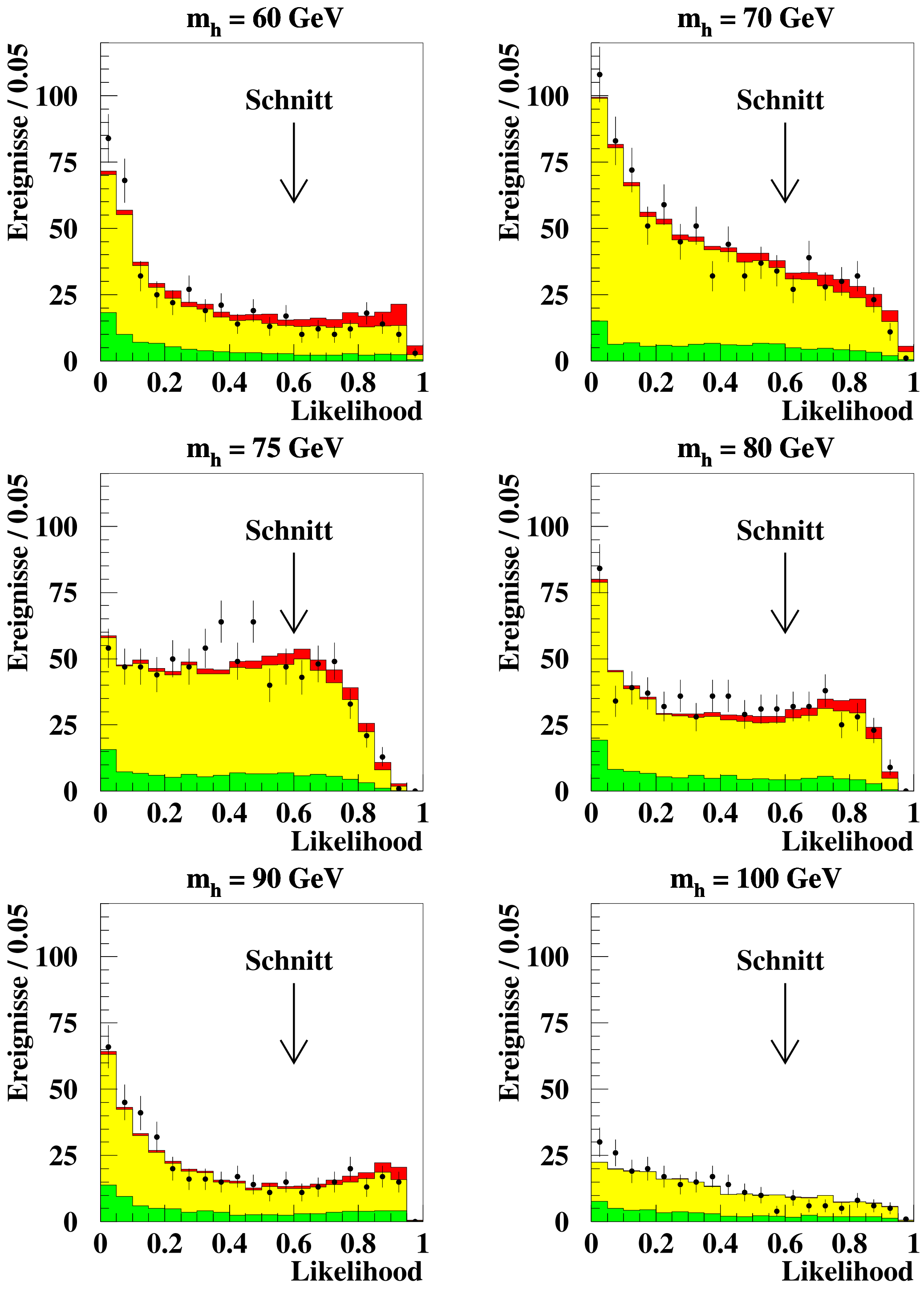

Abbildung 5.5: Likelihood–Verteilung bei einer Schwerpunktsenergie von 189 GeV für verschiedene Testmassen zwischen 60 GeV und 100 GeV. Die OPAL–Daten sind als Punkte mit Fehlerbalken (statistische Fehler), der 4–Fermion–Untergrund als hellgraues Histogramm und der 2–Fermion–Untergrund als dunkelgraues Histogramm dargestellt. Der von einem Standardmodell–Higgsboson mit einer Masse gleich der Testmasse erwartete Beitrag ist im schwarzen Histogramm zu erkennen. Alle MC–Verteilungen sind auf die integrierte Luminosität der Daten normiert. Alle Ereignisse mit einer Likelihood größer als 0.6 werden akzeptiert.

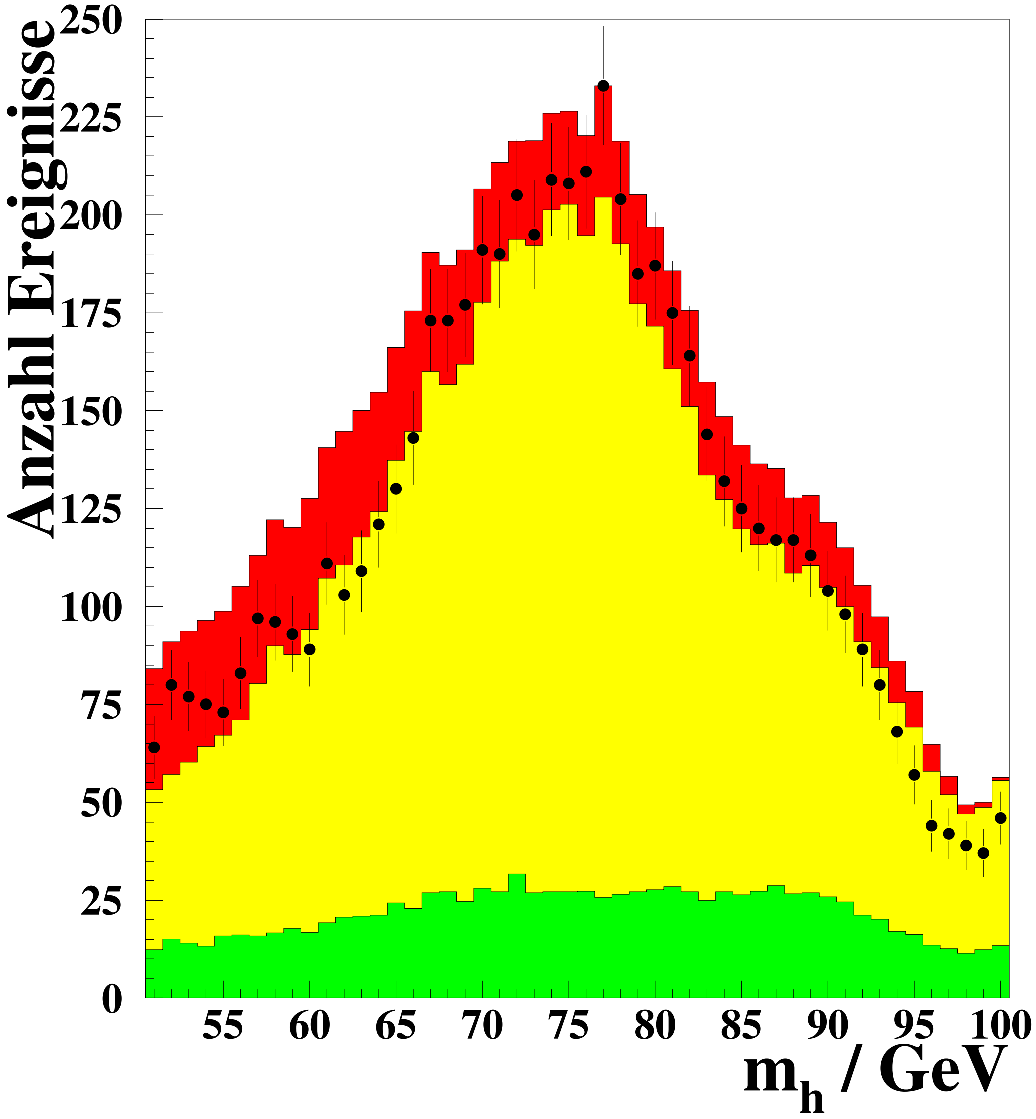

Abbildung 5.6: Anzahl der Ereignisse mit einer Schwerpunktsenergie von 189 GeV, die bei jeder Testmasse die Selektion passieren. Die Anzahl der in den Daten gefundenen Kandidaten ist als schwarzer Punkt mit statistischem Fehler dargestellt, die dunkel– und hellgrauen Histogramme zeigen die erwartete Anzahl von 2–Fermion– und 4–Fermion–Ereignissen. Der erwartete Beitrag eines Higgsbosons mit einer Masse gleich der jeweiligen Testmasse ist unter Annahme von Standardmodell–Wirkungsquerschnitten als schwarzes Histogramm dargestellt. Alle MC–Verteilungen sind auf die integrierte Luminosität der Daten normiert.

Fits, die eine der invarianten Massen in die Nähe der Z^0–Masse von 91 GeV zu rücken versuchen, in W^+W^-–Ereignissen die andere invariante Masse tendenziell zu Werten kleiner als 80 GeV verschieben, um die Gesamtenergie zu erhalten.

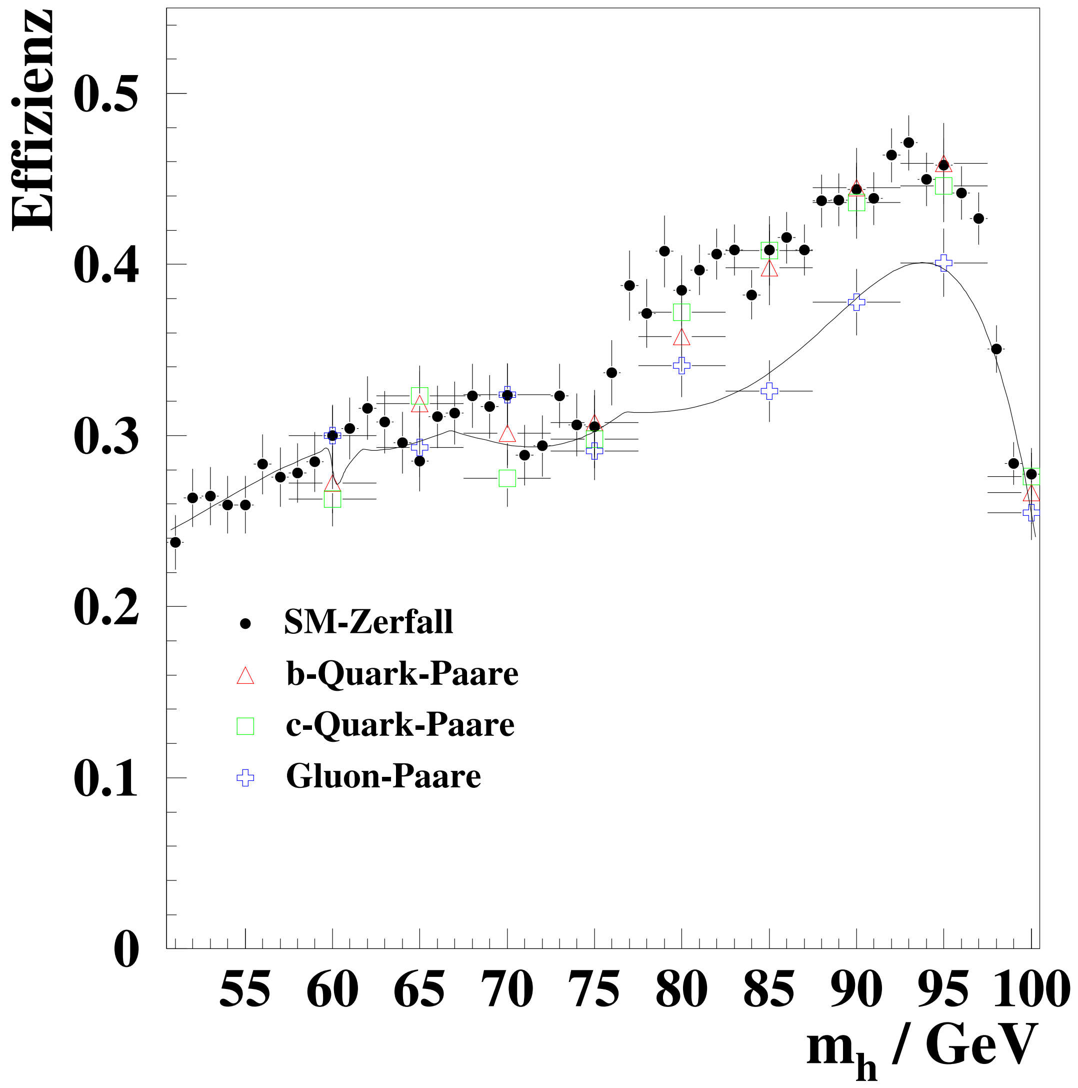

Abbildung 5.7: Die Selektionseffizienz bei einer Schwerpunktsenergie von 189 GeV als Funktion der Higgsmasse. Die Punkte stellen die Effizienz dar, die man aus denselben MC–Ereignissen, durch die auch die Referenzhistogramme definiert werden, erhält. Die Dreiecke, Quadrate und Kreuze zeigen die Effizienzen für unabhängige MC–Datensätze, in denen das Higgsboson in Paare von b–Quarks, c–Quarks oder Gluonen zerfällt. Für die Limitberechnung wurde die Effizienz für jeden Zerfall separat bestimmt und an jedem Massenpunkt das Minimum der angepaßten Funktionen verwendet (schwarze Linie).

Um eine wirklich flavour–unabhängige Analyse zu erhalten, muß überprüft werden, ob die Effizienz tatsächlich für alle in Frage kommenden Zerfälle gleich ist. Ist dies nicht der

Fall, so ist jeweils der geringste Wert zu verwenden. Da die Monte–Carlo–Datensätze, mit denen die Referenzhistogramme für die Signalklassse erzeugt wurden, die verschiedenen Higgszerfälle entsprechend den Verzweigngsverhältnissen im Standardmodell enthalten, ist zu erwarten, daß die Effizienz für Zerfälle in b–Quark–Paare, die im Standardmodell dominieren, am größten ist. Jets aus c–Quarks und Gluonen besitzen aufgrund einer anderen Fragmentation eine etwas andere Form, was sich durchaus auf die rekonstruierten kinematischen Größen auswirken kann. Abbildung 5.7 vergleicht daher die Effizienzen, die man mit verschiedenen Monte–Carlo–Datensätzen erhält. Vorallem im Bereich höherer Massen ist die Effizienz für Zerfälle in Gluonen deutlich niedriger als für b– oder c–Quarks. Daher wird für die Limitberechnung die Effizienz für die verschiedenen Zerfälle einzeln bestimmt und bei jeder Masse das Minimum der angepaßten Funktionen gebildet (schwarze Linie).

Bei Higgsmassen zwischen 85 und 95 GeV erreichen die Effizienzen Werte von ca 45% (b–Quarks) bis 35% (Gluonen). Zu kleineren Massen hin verringert sich die Effizienz für alle Zerfälle deutlich auf etwa 25%. Die liegt daran, daß bei kleineren Higgsmassen die Ereignisse im Mittel mehr Energie als ISR verlieren, so daß viele Ereignisse die Vorselektionsschnitte auf $\sqrt{s'}$ und die χ^2–Wahrscheinlichkeit des 4C–Fits nicht passieren.

Im Vergleich zwischen der aus denselben Ereignissen gewonnenen Effizienz, mit denen auch die Referenz–Histogramme erzeugt wurden (Punkte) und dem unabhängigen Monte–Carlo–Datensatz, der ebenfalls von Zerfällen in b–Quarks dominiert wird (Dreiecke), ist außerdem zu erkennen, daß das Wiederverwenden der Ereignisse aus den Referenzhistogrammen nicht zu einer Überschätzung der Effizienz führt.

Die Kandidatenmassen werden dem 5C–Fit entnommen, wobei die Jetzuordnung durch den besten $5\frac{1}{2}$C–Fit bestimmt wird. Abbildung 5.8 zeigt sechs Beispiele für die rekonstruierten Massenspektren bei verschiedenen Testmassen. In keinem der Fälle ist bei einem bestimmten Wert der rekonstruierten Masse ein signifikanter Überschuß an Datenereignissen gegenüber dem erwarteten Standardmodell–Untergrund zu erkennen. Die Massenauflösung wurde ebenfalls für die verschiedenen Zerfälle einzeln bestimmt, aber es wurde keine signifikante Abweichung gefunden (s.Abbildung B.1).

5.3 Systematische Unsicherheiten

Dieser Abschnitt beschreibt die Bestimmung der systematischen Unsicherheiten für die Signaleffizienzen sowie für die Anzahl der erwarteten Untergrundereignisse. Die Unsicherheiten wurden bei einer Schwerpunktsenergie von 189 GeV für drei Tetstmassen von 60, 75 und 90 GeV ausgewertetet. Die Ergebnisse sind in den Tabellen dieses Abschnittes zusammen gefaßt.

(1) Unsicherheiten aufgrund der Modellierung der in der Vorselektion ((2) bis (5) und (9)) wie in der Likelihood ((1) und (4) bis (6) bzw. (7)) verwendeten kinematischen

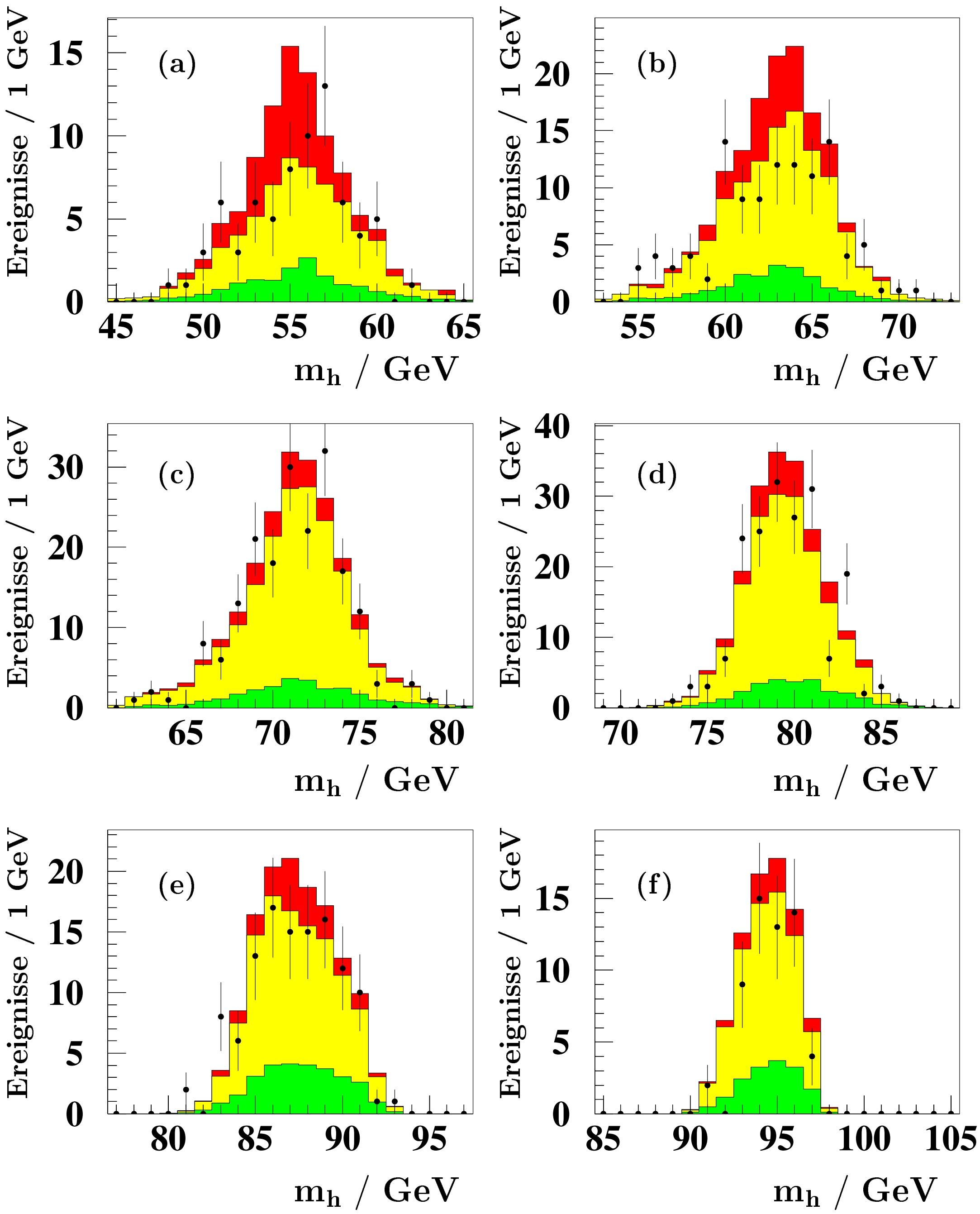

Abbildung 5.8: Massenverteilungen bei einer Schwerpunktsenergie von 189 GeV für Testmassen von (a) m_{h}=55 GeV, (b) m_{h}=63 GeV, (c) m_{h}=71 GeV, (d) m_{h}=79 GeV, (e) m_{h}=87 GeV und (f) m_{h}=95 GeV. Die OPAL–Daten sind als Punkte mit Fehlerbalken (statistische Fehler), der 4–Fermion–Untergrund als hellgraues Histogramm und der 2–Fermion–Untergrund als dunkelgraues Histogramm dargestellt. Der von einem Standardmodell–Higgsboson der jeweiligen Masse erwartete Beitrag ist im schwarzen Histogramm zu erkennen. Alle MC–Verteilungen sind auf die integrierte Luminosität der Daten normiert.

Variablen wurden mittels einer Umgewichtungsmethode abgeschätzt. Für jede Variable wurden die aus Untergrund–Monte–Carlo–Ereignissen erhaltenen Verteilungen mit denen aus den Daten verglichen. Dann wurden alle Monte–Carlo–Ereignisse (einschließlich der Signal–Ereignisse) linear umgewichtet, so daß der Mittelwert von Daten– und Untergrund–MC–Verteilungen übereinstimmt und daß der Mittelwert aller Gewichte 1 ergibt. Die relativen Abweichung in der Anzahl der die Analyse passierenden Ereignisse wurde für jede umgewichtete Variable einzeln bestimmt und dann quadratisch addiert.

(2) Die wichtigste Unsicherheit der Fitwahrscheinlichkeiten ist die verwendete Fehlerparametrisierung der Jetimpulse (s. Abschnitt 4.3) sowie der Wert der Schwerpunktsenergie. Daher wurden einzeln die Energie– und Winkelauflösung der Jets um $\pm$ 10%, die gesamte Energieskala um 1% und die Schwerpunktsenergie um $\pm$ 0.3 GeV variiert, wobei jedesmal alle kinematischen Fits wiederholt werden. Auch diese Unsicherheiten werden quadratisch addiert.

(3) Ein spezieller Fehler in der Bestimmung der Effizienz in einer massenabhängigen Analyse ist das potentielle Überschätzen der Effizienz bei zwischen zwei Testmassen gelegenen Higgsmassen. Das Bestimmen der entsprechenden Unsicherheit wurde wie in Abschnitt 4.5 erläutert durchgeführt.

(4) Der erwartete Untergrund wird mit alternativen Monte–Carlo–Simulationen reevaluiert, um die Unsicherheit aus dem Fragmentationsprozeß abzuschätzen. Dafür wird die HERWIG–Clusterfragmentation anstelle der Lund–Stringfragmentation verwendet. Unsicherheiten aufgrund der Modellierung der 4–Fermion–Prozesse werden durch die Verwendung von EXCALIBUR anstelle von GRC4F abgeschätzt.

(5) Als weitere systematische Unsicherheit wird die begrenzte Menge an Monte–Carlo–Ereignissen und der hieraus resultierende statistische Fehler berücksichtigt. Im Falle der Effizienz ist zu bedenken, daß durch Fit (vorrausgesetzt der Wert von χ^2 pro Anzahl der Freiheitsgrade ist zufriedenstellend) die effektiv zur Verfügung stehende Statistik vergrößert, da auch die Information benachbarter Massenpunkte berücksichtigt wird und Auswirkungen statistischer Fluktuationen somit reduziert werden. Um dies zu berücksichtigen, wurde die Kovarianzmatrix aller Fitparameter bestimmt und die Fitparamenter entsprechend variiert. Das resultierende Fehlerband der Effizienz ist an den Enden des untersuchten Massenbereiches breiter als in der Mitte, da dort weniger Massenpunkte beitragen. Der angegebene Wert für den statistischen Fehler der Effizienz entspricht der größten Breite des Fehlerbandes.

Tabelle 5.2 faßt die Beiträge der einzelnen systematischen Unsicherheiten sowie die resultierenden Gesamtfehler der Effizienz für eine Schwerpunktsenergie von 189 GeV und Testmassen von 60, 75 und 90 GeV zusammen. Alle systematischen Unsicherheiten werden quadratisch addiert.

Tabelle 5.3 zeigt die Beiträge der einzelnen systematischen Unsicherheiten sowie die resultierenden Gesamtfehler der Untergrunderwartung für eine Schwerpunktsenergie von 189 GeV und Testmassen von 60, 75 und 90 GeV. Alle Fehlerquellen wurden zunächst

Unsicherheiten der Effizienz			
Fehlerquelle	$m_{\rm h}$= 60 GeV	$m_{\rm h}$= 75 GeV	$m_{\rm h}$= 90 GeV
(1a)	5.9%	5.5%	4.8%
(1b)	6.2%	2.0%	4.8%
(2)	-4.7%	6.4%	-1.9%
(3)	0.7%	0.7%	0.7%
gesamt	9.8%	8.7%	7.1%
(5)	2.0%	2.0%	2.0%

Tabelle 5.2: Systematische Unsicherheiten der Effizienz bei $\sqrt{s}$=189 GeV für Testmassen von 60, 75 und 90 GeV. Die Numerierung der Fehlerquellen bezieht sich auf die Erläuterungen im Text, die Kennzeichnungen a und b unterscheiden zwischen Beiträgen der Vorselektions– und der Likelihood–Variablen.

für 2–Fermion– und 4–Fermion–Prozesse separat bestimmt. Bei der Kombination zu einer Unsicherheit für den Gesamtuntergrund muß dessen sehr ungleiche und außder massenabhängige Zusammensetzung aus beiden Prozessen berücksichtigt werden, die in der ersten Zeile von Tabelle 5.3 angegeben ist. Dabei ist zu beachten, daß für die Fehlerquellen (1) und (2) die Beiträge zur Unsicherheit der beiden Untergrundklassen stark miteinander korreliert sind. Daher wird die quadratische Summe dieser Beiträge mit dem relativen Anteil der Untergrundprozesse gewichtet und linear addiert, um die resultierende Unsicherheit des Gesamtuntergrunds zu erhalten. Im Falle der Beiträge aus Fehlerquelle (4) hingegen besteht keinerlei Korrelation zwischen den beiden Untergrundprozessen. Somit wird dieser Beitrag (ebenfalls unter Berücksichtigung der relativen Anteile) quadratisch zu einer Unsicherheit für den Gesamtuntergrund kombiniert. Schließlich werden beide Beiträge quadratisch zur Unsicherheit der gesamten Untergrunderwartung addiert.

Die systematischen Unsicherheiten erweisen sich sowohl für die Effizienz als auch für den erwarteten Untergrund als massenabhängig. Dies wird in der Limitberechnung in Betracht gezogen. Der massenabhängige Gesamtfehler wird in der Limitberechnung nach der Methode von Cousins und Highland [53] berücksichtigt (s. Abschnitt 6.1).

Unsicherheiten der Untergrunderwartung						
Fehlerquelle	m_{h}= 60 GeV		m_{h}= 75 GeV		m_{h}= 90 GeV	
	4–Ferm.	2–Ferm.	4–Ferm.	2–Ferm.	4–Ferm.	2–Ferm.
rel. Anteil	82%	18%	86%	14%	75%	25%
(1a)	6.2%	5.9%	5.2%	4.5%	5.2%	4.1%
(1b)	7.4%	6.3%	1.2%	1.6%	4.1%	6.8%
(2)	-4.5%	7.9%	3.0%	8.5%	-4.3%	-4.6%
Summe	10.7%	11.7%	6.1%	9.4%	7.9%	9.2%
lin. Komb.	10.8%		6.5%		8.2%	
(4)	-2.8%	12.6%	7.3%	12.3%	-0.8%	-1.6%
quadr. Komb.	5.9%		8.0%		0.88%	
gesamt	12.4%		10.3%		8.3%	
(5)	1.9%		1.3%		1.8%	

Tabelle 5.3: Systematische Unsicherheiten der Untergrunderwartung bei $\sqrt{s}$=189 GeV für Testmassen von 60, 75 und 90 GeV. Die Numerierung der Fehlerquellen bezieht sich auf die Erläuterungen im Text, die Kennzeichnungen a und b unterscheiden zwischen Beiträgen der Vorselektions– und der Likelihood–Variablen. Bei der Kombination der Beiträge von 2–Fermion– und 4–Fermion–Untergrund wurde das massenabhängige Verhältnis der Anteile beider Prozesse am erwarteten Gesamtuntergrund berücksichtigt, siehe Abbildung 5.6.

Kapitel 6

Bestimmung der Ausschlußgrenzen

Dieses Kapitel ist der Interpretation der im vorangegangenen Kapitel erzielten Ergebnisse gewidmet. Zunächst werden in Abschnitt 6.1 die Grundzüge der hier gewählten Methode zur Berechnung von Ausschlußgrenzen dargelegt. Um ein möglichst signifikantes Endresultat zu erhalten, werden die Ergebnisse der in dieser Arbeit vorgestellten Analyse mit denen anderer Zerfallskanäle sowie mit denen aus älteren OPAL–Daten kombiniert. Eine Übersicht über diese Kanäle gibt Abschnitt 6.2. Die resultierenden Ausschlußgrenzen sowie ihre Bedeutung für Zwei–Higgsdublett–Modelle des Typs II (siehe Abschnitt 2.2) und das Standardmodell werden in Abschnitt 6.3 diskutiert. Schließlich wird auch eine modellunabhängige Deutung vorgestellt.

6.1 Limitberechnung

Das Ziel jeder Suche nach neuen Teilchen ist es zu unterscheiden, ob gemeinsam mit dem Standardmodell–Untergrund ein Signal beobachtet wurde oder ob die beobachteten Ereignisse allein Standardmodell–Prozessen entstammen. Zeigen die Daten keinen signifikanten Überschuß an Ereignissen gegenüber der Standardmodell–Erwartung, so quantifiziert man dies durch Berechnung des Vertrauensniveaus („CL“ für englisch *confidence level*), das dieser Beobachtung zuzuschreiben ist.

Ein zentraler Begriff in der Berechnung von Vertrauensniveaus ist der der Teststatistik X. Die Teststatistik ist eine Funktion der beobachteten Kandidaten, des erwarteten Untergrunds und des erwarteten Signals aller betrachteten Kanäle, die zwischen „signalartigem“ und „untergrundartigem“ Ausgang eines Experiments unterscheiden soll. Die einfachste Teststatistik erhält man, wenn man jedem Ereignis den Wert von 1 zuordnet, so daß X die Anzahl der beobachteten Ereignisse ist, was einem reinen Zählexperiment entspricht. In der Regel wählt man jedoch kompliziertere Teststatistiken, die die unterschiedlichen Eigenschaften von Signal und Untergrund berücksichtigen. In der genauen Wahl der Teststatistik liegen die Hauptunterschiede zwischen verschiedenen Methoden zur Limitberechnung. Die hier benutzte wird später in diesem Abschnitt vorgestellt.

Hat man eine Teststatistik X gewählt, so kann man das Vertrauensniveau für die Anwesenheit von Signal und Untergrund definieren als die Wahrscheinlichkeit P_{s+b}, mit der der Wert von X, den man — Anwesenheit von Signal und Untergrund vorrausgesetzt — aus einem Experiment erhält, kleiner oder gleich dem tatsächlich beobachteten Wert X_{obs} ist.

$$\mathrm{CL}_{s+b} = P_{s+b}(X \leq X_{\mathrm{obs}}) \tag{6.1}$$

Analog definiert man das Vetrauensniveau für die „Nur–Untergrund"–Hypothese als

$$\mathrm{CL}_{b} = P_{b}(X \leq X_{\mathrm{obs}}) \tag{6.2}$$

Diesmal wird die Wahrscheinlichkeit P_b aber mit einer Wahrscheinlichkeitsverteilung der möglichen experimentellen Situationen berechnet, die nur die Anwesenheit von Untergrund annimmt.

Als dritte Größe definiert man schließlich

$$\mathrm{CL}_s = \frac{\mathrm{CL}_{s+b}}{\mathrm{CL}_b} \tag{6.3}$$

Das Vertrauensniveau CL ist dann gegeben durch

$$\mathrm{CL} = 1 - \mathrm{CL}_s \tag{6.4}$$

Einen wichtiger Grund für das Dividieren durch CL_b erkennt man, wenn man den Fall einer Abwärtsfluktuation des Untergrundes betrachtet. Verwendet man allein CL_{s+b}, so kann man in diesem Fall sehr strenge Ausschlußgrenzen setzen (da die beobachteten Ereignisse schlecht zur Hypothese „Signal–und–Untergrund" passen). Da die Beobachtung aber fast genauso schlecht zu der Annahme paßt, daß nur Untergrundereignisse vorliegen (auch hierfür wurden zu wenige Ereignisse beobachtet), könnte mit derselben Argumentation auch die Nur–Untergrund–Hypothese ausgeschlossen werden — was offensichtlicherweise nicht erwünscht ist. Die obige Definition von CL_s hingegen verhindert solche Situationen, da im Falle einer Abwärtsfluktuation zwei kleine Zahlen durcheinander geteilt werden und man somit eine schwächere Ausschlußgrenze erhält, die widerspiegelt, daß die Beobachtung zu keiner der Hypothesen paßt, im Gegensatz zum Falle, daß die Beobachtung lediglich schlecht mit der Signal–und–Untergrund–Hypothese (aber gut mit der Nur–Untergrund–Hypothese) verträglich ist.

Neben den drei Größen CL_{s+b}, CL_b und CL_s, die auf den tatsächlich beobachteten Kandidaten beruhen, sind auch die erwarteten Werte $\langle \mathrm{CL}_{s+b} \rangle$, $\langle \mathrm{CL}_b \rangle$ und $\langle \mathrm{CL}_s \rangle$ von Bedeutung. Bei ihrer Berechnung werden die beobachteten Kandidaten durch eine Vielzahl von „Spielzeug"–Monte–Carlo–Simulationen der möglichen experimentellen Ergebnisse ersetzt, wobei nur der erwartete Standardmodell–Untergrund berücksichtigt wird. Um die erwarteten Vertrauensniveaus zu erhalten, werden die gefundenen Werte für CL_{s+b}, CL_b und CL_s gemittelt. Es ist zu beachten, daß hierbei $\langle \mathrm{CL}_b \rangle$ *per definitionem* gleich 0.5 ist. Der Wert von $1 - \langle \mathrm{CL}_s \rangle$ („erwartetes Limit") ist ein gutes Maß für die Sensitivität einer Analyse.

Ausschlußgrenzen für Wirkungsquerschnitte

Sind wie im Falle des Higgsbosons im Standardmodell der Produktionswirkungsquerschnitt und die Verzweigungverhältnisse in die untersuchten Kanäle als Funktion der Masse des gesuchten Teilchens bekannt, so läßt sich aus der Forderung, daß CL_{s+b} mindestens 95% betragen soll, eine Ausschlußgrenze auf die Masse des neuen Teilchens ableiten.

Im allgemeinen Fall jedoch ist der Wirkungsquerschnitt des gesuchten Prozesses nicht bekannt, so daß die entscheidende Größe die Anzahl von Signalereignissen ist, deren Existenz unter den beobachteten Kandidaten mit einem Vertrauensniveau von 95% ausgeschlossen werden kann (N_{95}). Auch zu dieser Größe gibt es einen erwarteten Wert $\langle N_{95} \rangle$, der nur aus Monte–Carlo–Simulationen unter Annahme, daß kein Signal existiert, berechnet wird und ein Maß der Sensitivität einer Analyse ist.

Die Anzahl der ausgeschlossenen Signalereignisse, N_{95} (und analog $\langle N_{95} \rangle$), läßt sich mit der integrierten Luminosität $\mathcal{L}$, der Effizienz ϵ und dem Verzweigungsverhältnis BR in eine Obergrenze für den Wirkungsquerschnitt des gesuchten Prozesses umrechnen:

$$\sigma_{95} = \frac{N_{95}}{\sum_k \epsilon_k \cdot \mathrm{BR}_k \cdot \mathcal{L}_k} \tag{6.5}$$

Dabei läuft die Summe im Nenner über alle analysierten Kanäle k.

Es ist zu beachten, daß in obiger Formel Annahmen über die Verzweigungsverhältnisse des gesuchten Teilchens gemacht werden müssen. Im allgemeinsten Fall kann man daher nur ein Limit auf das Produkt aus Wirkungsquerschnitt und Verzweigungverhältnis gesetzt werden.

Wahl der Teststatistik

Die von der hier verwendeten Methode [54] gewählte Teststatistik ist eine Summe von Ereignisgewichten. Es wird angenommen, daß es für jeden Kanal k eine physikalische Variable m gibt, in deren Spektrum das gesuchte Signal eine resonanzartige Struktur hervorrufen würde, z.B. die rekonstruierte Kandidatenmasse. Das zu erwartende Spektrum $D_k(m - m_{\mathrm{theo}})$ wird aus Monte–Carlo–Ereignissen bestimmt, die mit einem theoretischen Wert der Variablen m_{theo} generiert wurden, und hat einen Maximalwert $D_{k,max}$, wenn m nahe bei m_{theo} liegt. Das Gewicht X_{ki} des Ereignisses i im Kanal k mit dem Wert m_i der betrachteten Variablen ist dann gegeben durch

$$X_{ki} = \frac{D_k(m_i - m_{\mathrm{theo}})}{D_{k,\mathrm{max}}} \tag{6.6}$$

Um zu berückichtigen, daß die verschiedenen Kanäle unterschiedliche Mengen von Signal und Untergund erwarten und damit unterschiedliche Sensitivität aufweisen können, werden sie mit Skalierungsfaktoren c_k versehen, die das Signal–zu–Untergrund–Verhältnis einbeziehen:

$$c_k = \frac{S_k \cdot D_{k,\mathrm{max}}}{B_k} \cdot \frac{B_1}{S_1 \cdot D_{1,\mathrm{max}}} \tag{6.7}$$

Dabei bezeichnen S und B die erwartete Anzahl von Signal– bzw. Untergrundereignissen differentiell in der Observablen m. Der Index 1 steht für den Kanal mit dem größten Signal–zu–Untergrund–Verhältnis. Handelt es sich bei der Variablen m um die rekonstruierte Kandidatenmasse, so ist der Maximalwert $D_{k,\max}$ umgekehrt proportional zur erzielten Massenauflösung, so daß auch diese beim Skalieren der Kanäle berücksichtigt wird.

Die Teststatistik X ist nun die skalierte Summe der Ereignisgewichte

$$X = \sum_k c_k \sum_i X_{ki} \tag{6.8}$$

An dieser Stelle ist anzumerken, daß die Wahl der Skalierungsfaktoren auch anders getroffen werden kann. In jedem Fall muß die Methode aber an theoretischen Überlegungen oder Monte–Carlo–Untersuchungen festgemacht werden. Richtet man sich hingegen nach den tatsächlich gefundenen Kandidaten, so erhält man ein verfälschtes Ergebnis.

Die Wahrscheinlichkeitsverteilung der Gewichtssumme, aus der schließlich die verschiedenen Vertrauensniveaus abgeleitet werden, berechnet man unter Berücksichtigung der Skalierungsfaktoren sowie der der Poission–Statistik gehorchenden Anzahl von produzierten Ereignissen. Die analytischen Formeln sowie Näherungen für den Fall gaußisch verteilter Variablen oder großer Ereigniszahlen sind in [54] hergeleitet.

Berücksichtigung der systematischen Fehler

Die systematischen Fehler, insbesondere die Unsicherheit auf die erwartete Anzahl von Untergrundereignissen, werden nach der Methode von Cousins und Highland [53] berücksichtigt.

Die Anzahl der ausgeschlossenen Signalereignisse, N_{95}, hängt von der Anzahl der erwarteten Untergrundereignisse B ab, die nur innerhalb ihres Fehlers σ_B bekannt ist. Behandelt man B als Zufallsvariable, erhält man den Mittelwert $\bar{N}_{95}$ aus:

$$\bar{N}_{95} = \int N_{95}(B) \cdot B \cdot dB \tag{6.9}$$

Dabei nimmt man an, daß B einer Gauß–Verteilung mit der Streuung σ_B folgt.

In der Praxis wird obiges Integral durch eine Summe angenährt. Hierfür wird N_{95} mehrfach berechnet, wobei der erwartete Untergrund um verschiedene Werte zwischen $+2\sigma_B$ und $-2\sigma_B$ variiert wird. Es werden also entweder zuviele Untergrundereignisse abgezogen, wodurch das Limit strenger wird, oder zuwenige, wodurch das Limit schlechter wird. Abbildung 6.1 zeigt bei verschiedenen Testmassen zwischen 60 und 100 GeV im Abstand von 5 GeV N_{95} als Funktion des Betrages ΔB, um den die Untergrunderwartung verändert wird (in Einheiten von σ_B).

Anschließend wird für jede der betrachteten Testmassen N_{95} gewichtet mit der gauß'schen Untergrundverteilung aufsummiert. Da der Zusammenhang zwischen N_{95} und dem abgezogenen Untergrund nicht–linear ist, zeigt das Verringern des Untergrundes größere

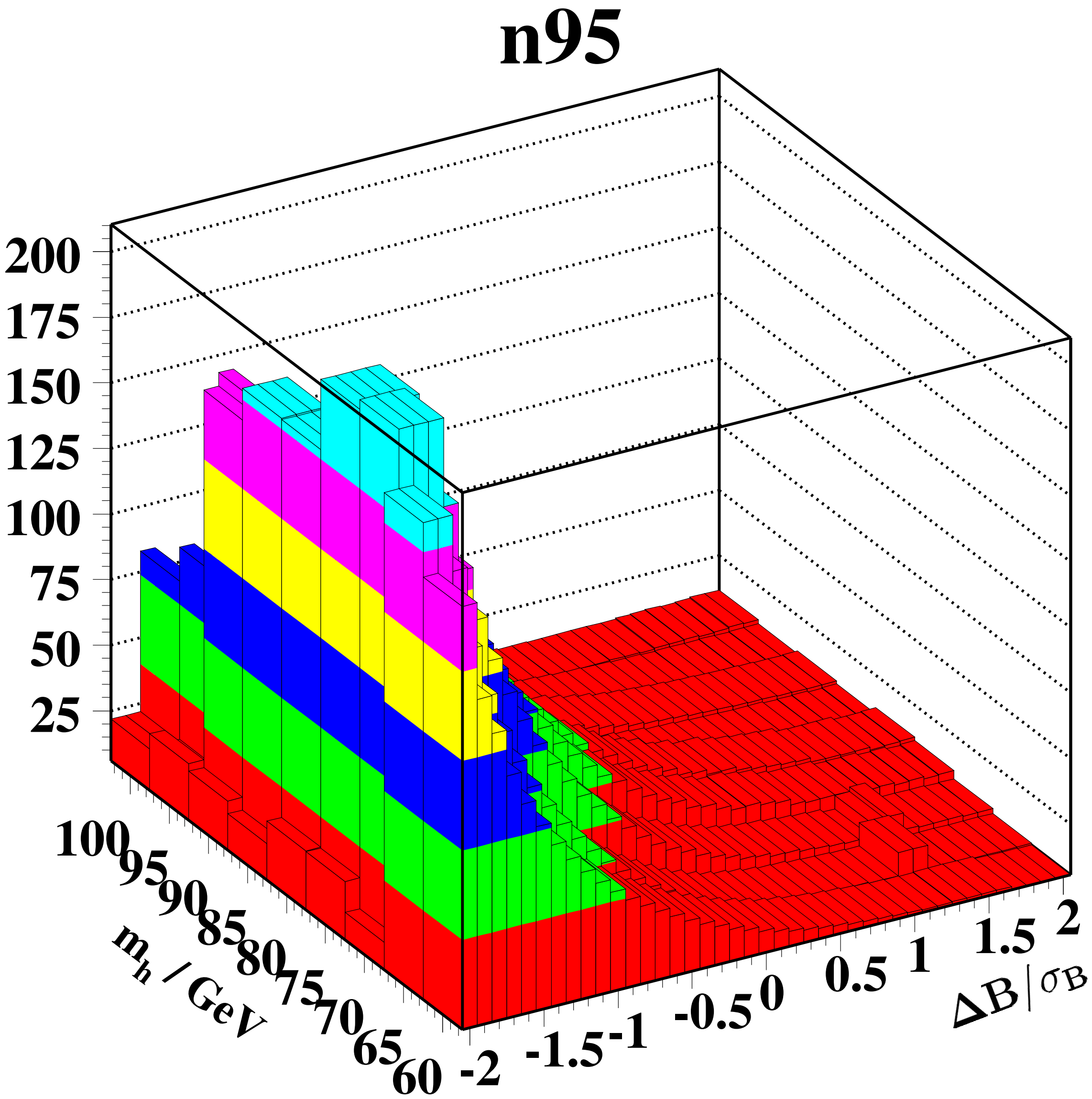

Abbildung 6.1: N_{95} als Funktion des Betrages ΔB, um den die Untergrunderwartung verändert wird (in Einheiten von σ_B) bei verschiedenen Testmassen zwischen 60 und 100 GeV im Abstand von 5 GeV.

Veränderungen in N_{95} als das Erhöhen. Damit kann man einen effektiven Skalierungsfaktor f bestimmen, um den der erwartete Untergrund verändert werden muß, um den zuvor bestimmten Wert von $\bar{N}_{95}$ für N_{95} zu erhalten:

$$\bar{N}_{95} \stackrel{!}{=} N_{95}(B + f \cdot \sigma_B) \tag{6.10}$$

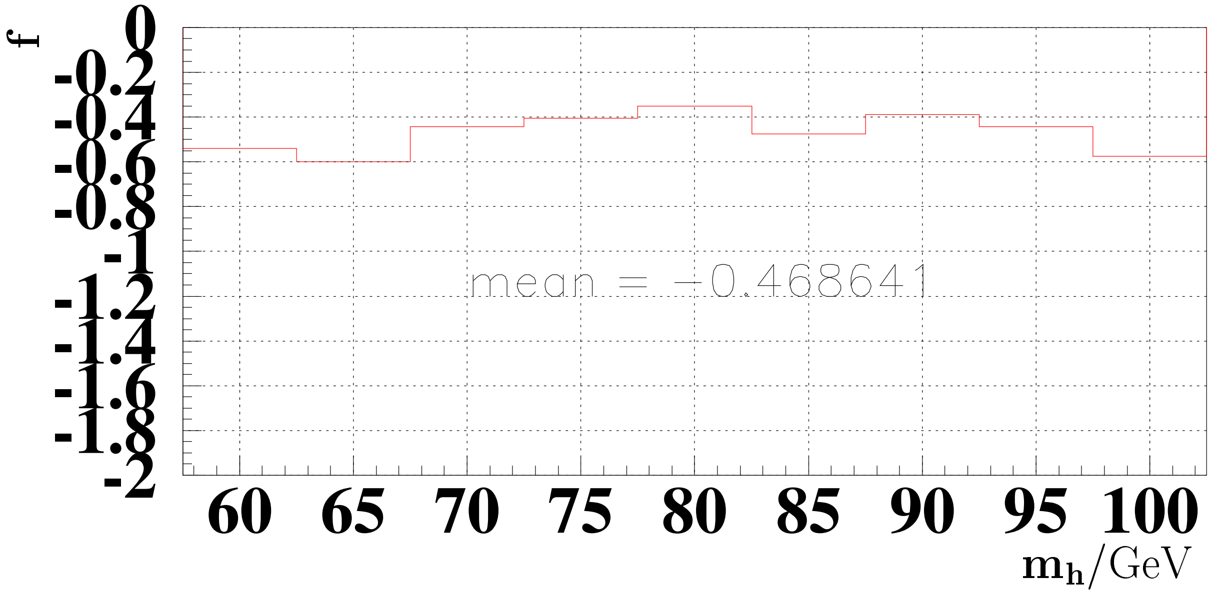

Abbildung 6.2: Der Skalierungsfaktor f als Funktion der Testmasse. Der Mittelwert von f beträgt -0.47. Dieser Wert wird bei allen Testmassen als Skalierungsfaktor verwendet.

Abbildung 6.2 zeigt den Skalierungsfaktor f als Funktion der Testmasse. Der Mittelwert $\bar{f} = -0.47$ wird für alle Testmassen als Skalierungsfaktor verwendet. Dies bedeutet, daß die Ausschlußgrenzen mit einer um 47% des systematischen Fehlers reduzierten Untergrunderwartung berechnet werden.

6.2 Kombination mit anderen Kanälen

Um möglichst aussagekräftige Ausschlußgrenzen zu erhalten, wurden die Ergebnisse der in dieser Arbeit vorgestellten Analyse mit den in den anderen Kanälen vorgenommenen Untersuchungen kombiniert. Soweit sie nicht auf der Identifikation von b–Jets beruhen, wurden auch ältere OPAL–Analysen miteinbezogen. Tabelle 6.1 gibt einen Überblick über die berücksichtigten Kanäle und die Veröffentlichungen, in denen die jeweiligen Analysen beschrieben sind. In den einzelnen Kanälen wurde zu verschiedenen Zeitpunkten damit begonnen, sich auf b–Quark–Jets zu spezialisieren. Die Daten, die 1997 bei einer Schwerpunktsenergie von 183 GeV aufgezeichnet wurden, sind ausschließlich von b–Quark–Analysen untersucht worden, so daß sie in dieser Arbeit keine Verwendung finden.

Für die Daten mit einer Schwerpunktsenergie sind in allen Kanälen zusätzliche flavour–unabhängige Analysen durchgeführt worden. Der 4–Jet–Kanal, der (da er alle hadronischen Zerfälle des Z^0–Bosons umfaßt) ein relatives Verzweigungsverhältnis von mehr als 60% besitzt, wurde in dieser Arbeit erstmals flavour–unabhängig untersucht.

Kanal	$\sqrt{s}$=91 GeV	$\sqrt{s}$=161 GeV	$\sqrt{s}$=172 GeV	$\sqrt{s}$=183 GeV	$\sqrt{s}$=189 GeV
4–Jet	-	-	-	-	**diese Arbeit**
Neutrino	[55]	[56]	-	-	[58]
Tau	-	[56]	[57]	-	[58]
Elektron	[55]	[56]	[57]	-	[58]
Myon	[55]	[56]	[57]	-	[58]

Tabelle 6.1: In der Limitberechnung berücksichtigte Kanäle bei verschiedenen Schwerpunktsenergien. Für die mit „-“ gekennzeichneten Kanäle existiert keine flavour–unabhängige Analyse. Die Zahlen verweisen auf die Beschreibungen der verwendeten Analysen. Der 4–Jet–Kanal wurde in dieser Arbeit erstmals flavour–unabhängig untersucht.

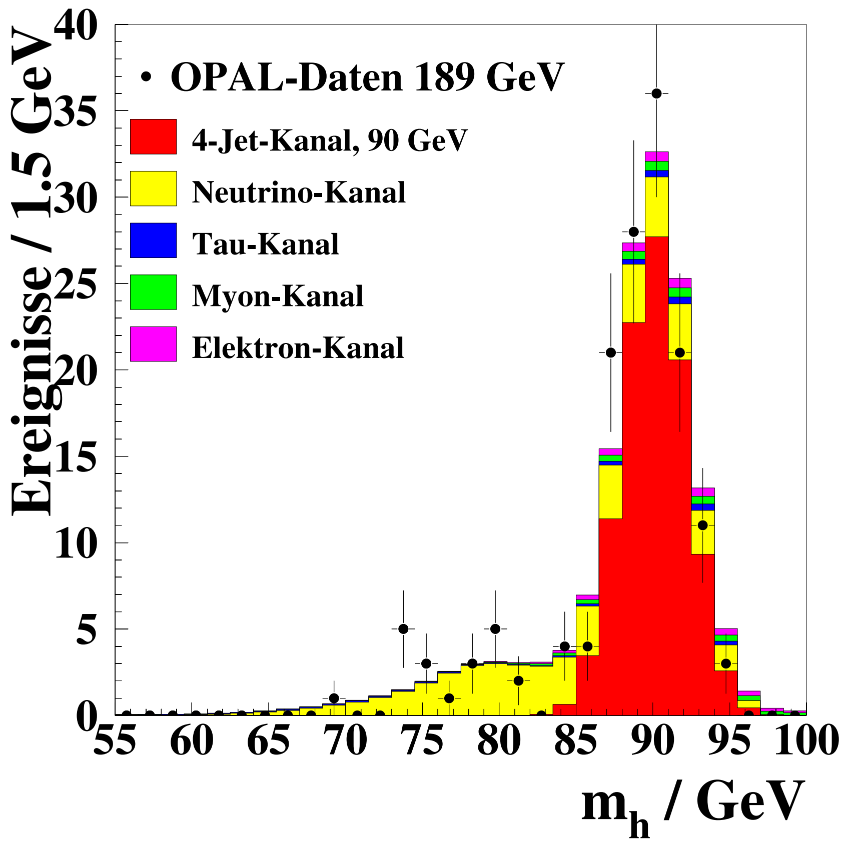

Abbildung 6.3: Massenspektrum aller Kanäle bei $\sqrt{s}$=189 GeV. Im Falle des 4-Jet-Kanals ist das Spektrum bei einer Testmasse von 90 GeV abgebildet.

Abbildung 6.3 zeigt das Massenspektrum der in den 189–GeV–Daten beobachteten Kandidaten sowie den erwarteten Untergrund aus Standardmodell–Prozessen, der auf die integrierte Luminosität der Daten normiert ist. Die Beiträge der einzelnen Kanäle zur Untergrunderwartung sind in verschiedenen Graustufen dargestellt. Für den 4–Jet–Kanal wurde eine Testmasse von 90 GeV verwendet. Da dieses Massenspektrum von der hohen Rate des 4–Jet–Kanals dominiert wird, zeigt Abbildung 6.4 das gleiche Spektrum ohne den Beitrag des 4–Jet–Kanals. In keinem Fall ist eine signifikante Abweichung von den Standardmodell–Erwartungen zu beobachten.

Deutlicher als in den Massenspektren ist dies anhand des Vertrauensniveaus für die Annahme, daß die beobachteten Daten keine Signalereignisse enthalten, CL_B, zu erkennen (vgl. Abschnitt 6.1). Stimmt die Anzahl der beobachteten Kandidaten genau mit der Standardmodell–Erwartung überein, so erhält man für $1-\mathrm{CL}_B$ einen Wert von 0.5. Ein beobachteter Überschuß von fünf Standardabweichungen, den man als Entdeckung eines Higgsbosons interpretieren würde, führt zu einem Wert von $5.7 \cdot 10^{-7}$ für $1-\mathrm{CL}_B$. In Abbildung 6.5 ist $1-\mathrm{CL}_B$ als Funktion der Higgsmasse dargestellt. Die hellgraue Kurve zeigt den beobachteten Verlauf von $1-\mathrm{CL}_B$, den man erhält, wenn der gesamte aus dem Standardmodell erwartete Untergrund subtrahiert wird. In diesem Fall bewegen sich $1-\mathrm{CL}_B$

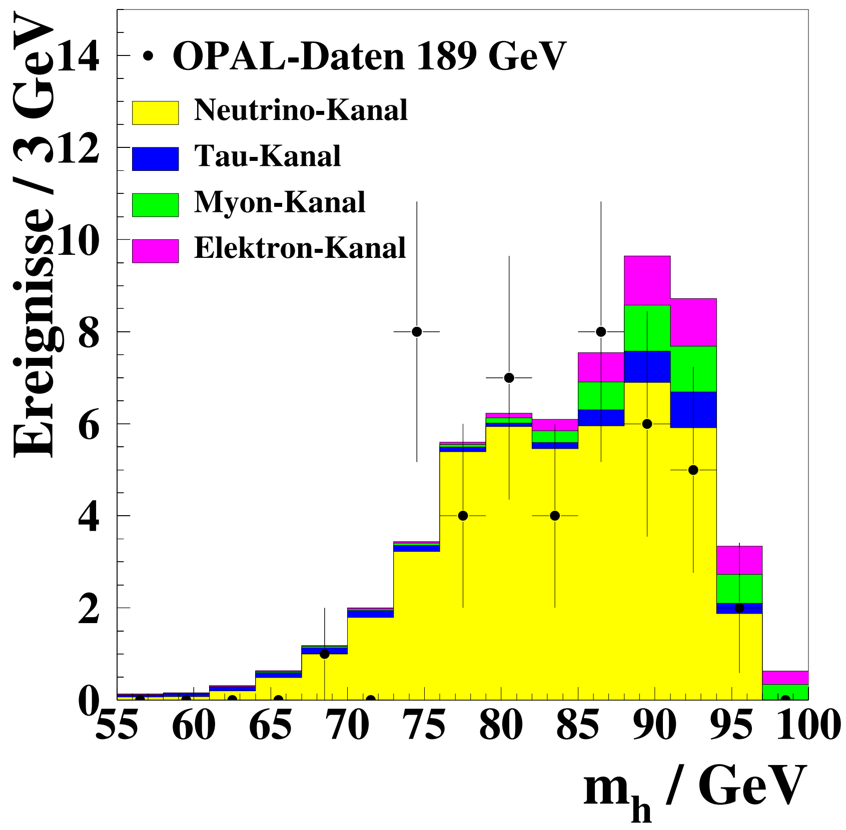

Abbildung 6.4: Massenspektrum bei $\sqrt{s}$=189 GeV ohne 4–Jet–Kanal.

stets in der Nähe des in der Abwesenheit von Signalereignissen erwarteten Wertes von 0.5. Subtrahiert man hingegen nicht die vollstäendige Untergrunderwartung, um deren systematischen Unsicherheiten zu berücksichtigen, so erhält man zwangsläufig etwas kleinere Werte für $1-\mathrm{CL}_B$, wie es die dunkelgraue Kurve zeigt.

Jedoch ist man auch ein diesem Fall viele Größenordnungen von dem für eine 5σ–Entdeckung erforderlichen Wert von $1-\mathrm{CL}_B$. Daher werden im nächsten Abschnitt Ausschlußgrenzen für die Produktion von Higgsbosonen berechnet.

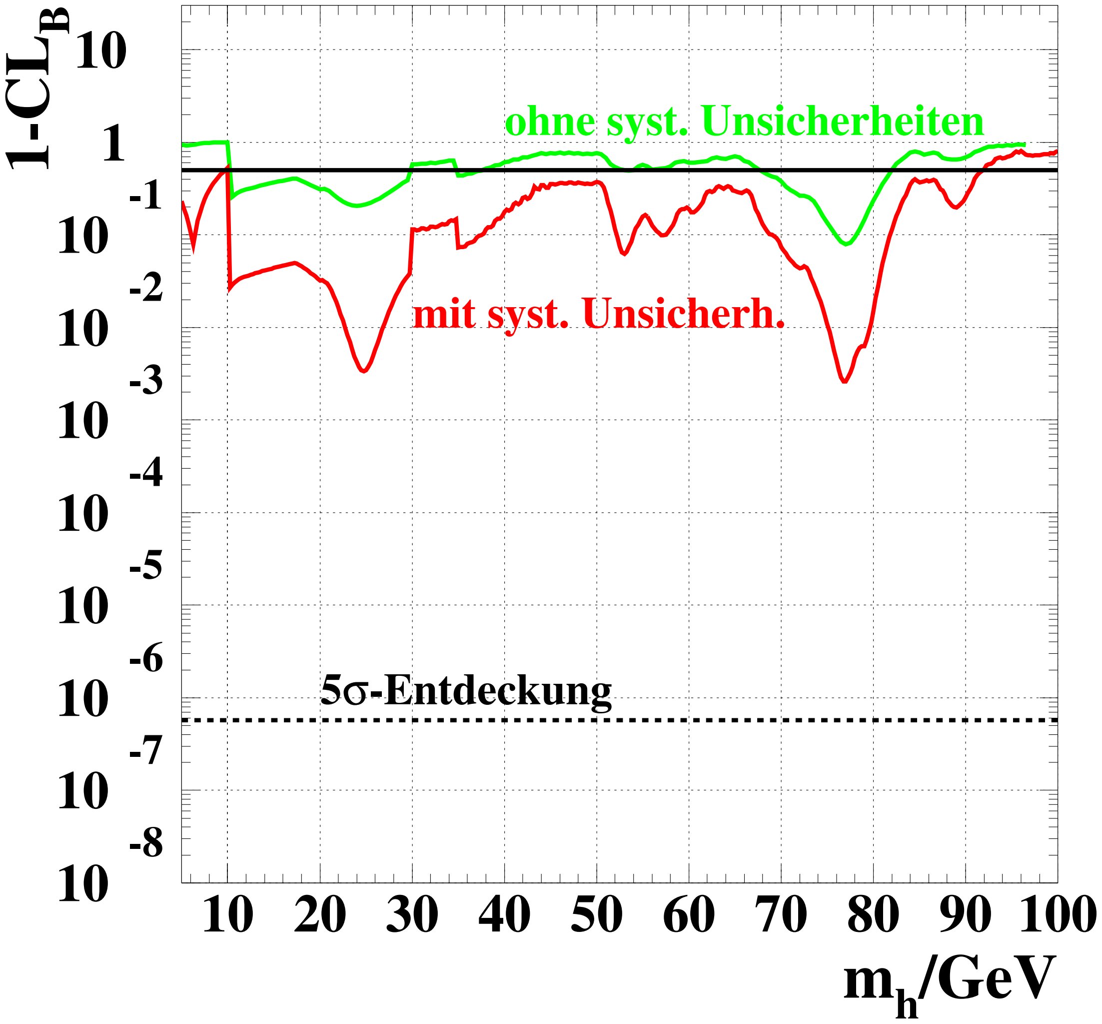

Abbildung 6.5: Vertrauensniveau für die Annahme, daß die beobachteten Daten keine Signalereignisse enthalten, als Funktion der Higgsmasse. Hellgraue Linie: vollständige Untergrundsubtraktion; dunkelgraue Linie: Berücksichtigung der systematischen Unsicherheit durch nicht vollständige Untergrundsubtraktion.

6.3 Interpretation der Ergebnisse

In diesem Abschnitt werden die gewonnenen Ergebnisse in Form von Ausschlußgrenzen präsentiert und im Rahmen verschiedener Modelle diskutiert. Auf eine modell-unabhängige Interpretation folgt eine Diskussion im Rahmen von Zwei–Higgsdublett–Modellen des Typs II, die auch das minimale supersymmetrische Standardmodell umfassen. Schließlich werden die Ergebnisse dieser Arbeit in Bezug zur letzten von der OPAL–Kollaboration veröffentlichten Massengrenze für das Standardmodell–Higgsboson gesetzt.

6.3.1 Modellunabhängige Interpretation

Die allgemeinste Aussage, die sich aus den Ergebnissen dieser Arbeit ableiten läßt, ist eine Obergrenze auf das Produkt aus dem Wirkungsquerschnitt σ_{SZ} für die Erzeugung eines neutralen, skalaren Bosons S^0, das in e^+e^-–Annihilationen in Assoziation mit einem Z^0–Boson erzeugt wird, und dem hadronischen Verzweigungsverhältnis BR($S^0 \to$Hadronen) dieses neuen Teilchens.

Anstelle des Wirkungsquerschnittes σ_{SZ} verwendet man in der Regel das Verhältnis dieser Größe zum Standardmodell–Wirkungsquerschnitt für Higgsstrahlung:

$$\xi^2 = \frac{\sigma_{SZ}}{\sigma_{HZ}^{SM}} \tag{6.11}$$

Die Ausschlußgrenzen werden dann angegeben in Form von

$$\xi_{95}^2 \cdot \mathrm{BR}(S^0 \to \mathrm{Hadronen}) = \frac{N_{95}}{\sigma_{HZ}^{SM} \cdot \sum_k \epsilon_k \cdot \mathrm{BR}(Z)_k \cdot \mathcal{L}_k}. \tag{6.12}$$

Dabei bezeichnet $\mathrm{BR}(Z)_k$ das bekannte Verzweigungsverhältnis des Z^0–Bosons im Kanal k, die Summe läuft über alle Kanäle.

Abbildung 6.6 zeigt die Obergrenze für $\xi^2 \cdot \mathrm{BR}(S^0 \to \mathrm{Hadronen})$ als Funktion der S^0–Masse. Neben der aus den beobachteten Daten gewonnenen Ausschlußgrenze (dunkelgraue Linie) zeigt die hellgraue Linie die aus Monte–Carlo–Simulationen in Abwesenheit von Signalereignissen erwartete Ausschlußgrenze, die ein Maß für die Sensitivität der Analyse ist. Die schwarze, unterbrochene Kurve entspricht der letzten von der OPAL–Kollaboration veröffentlichten Obergrenze für ξ^2 [42].

Bei Werten der S^0–Masse unterhalb von 5 GeV sind die verwendeten direkten Suchen nicht sensitiv. Für diesen Bereich können jedoch aus der Messung der Zerfallsbreite des Z^0–Bosons Ausschlußgrenzen abgeleitet werden [59]. Im Bereich etwas größerer Massen von etwa 10 bis 50 GeV wird das Ergebnis von den direkten Suchen dominiert, die bei LEP1 durchgeführt wurden. Die Ergebnisse der bei Schwerpunktsenergien von 161 und 172 GeV aufgezeichneten Daten tragen bis etwa 60 GeV bei, allerdings nur in geringem Maße. Oberhalb von etwa 60 GeV entstammt jegliche Sensitivität ausschließlich den Ergebnissen

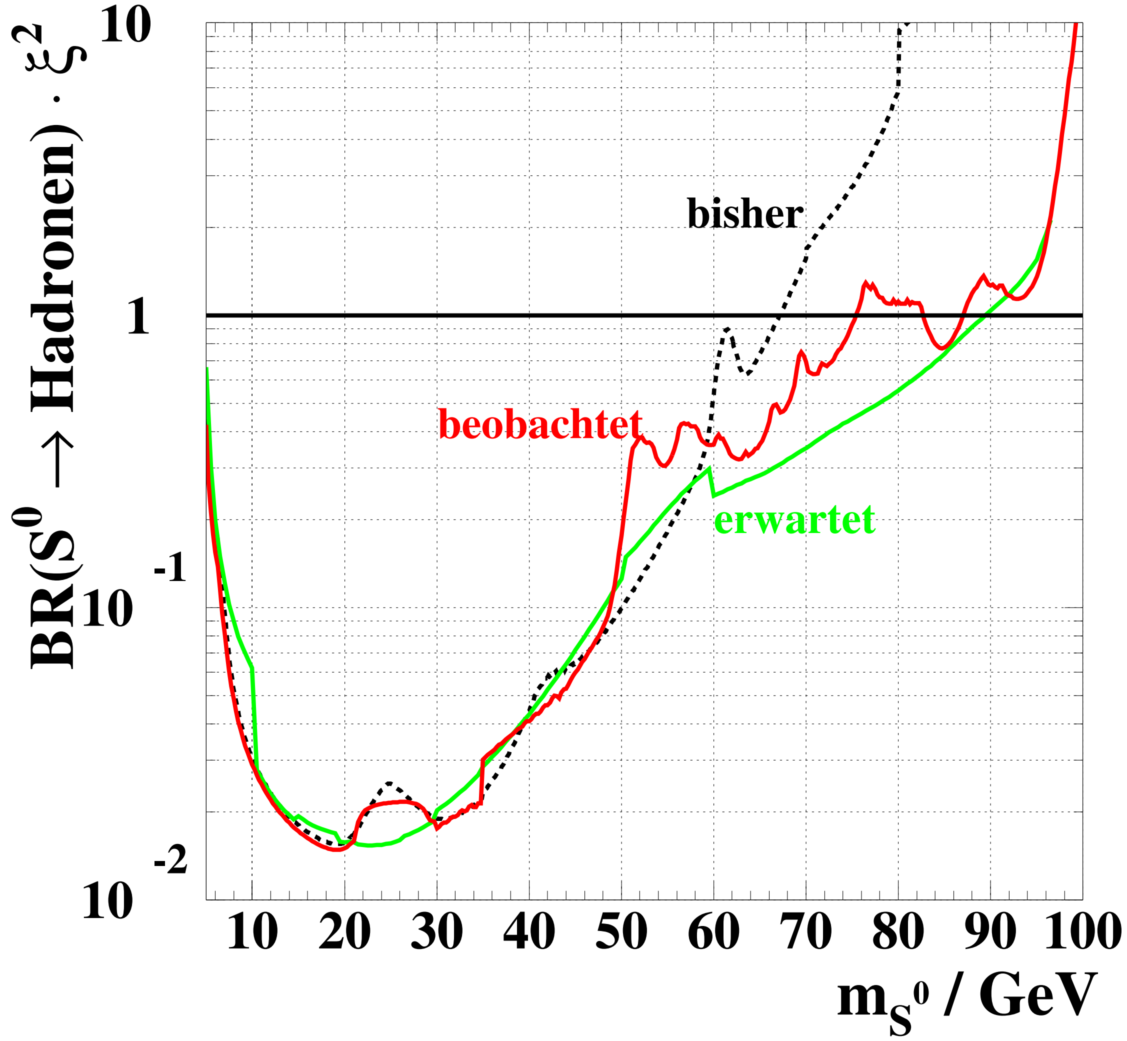

Abbildung 6.6: Obergrenze für das Produkt aus dem Wirkungsquerschnitt für die Produktion eines neutralen, skalaren Bosons S^0 in Assoziation mit einem Z^0–Boson in Einheiten des Standardmodell–Wirkungsquerschnittes für Higgsstrahlung und dem hadronischen Verzweigungsverhältnis des S^0–Bosons als Funktion der S^0–Masse (dunkelgraue Linie). Die hellgraue Linie zeigt die aus Monte–Carlo–Simulationen erwartete Ausschlußgrenze, die ein Maß für die Sensitivität der Analyse ist. Die gestrichelte Kurve zeigt das Resultat der bisherigen Analysen mit $\sqrt{s} < 189$ GeV.

bei $\sqrt{s}$=189 GeV, mit den älteren Analysen ist man nicht in der Lage, dort aussagekräftige Ausschlußgrenzen abzuleiten, wie die unterbrochene Kurve zeigt.

Der Sensitivität der kombinierten Analysen nach erwartet man, ein Produkt aus Wirkungsquerschnitt und Verzweigungsverhältnis größer oder gleich dem Standardmodell–Wirkungsquerschnitt für Higgsstrahlung bis zu einer S^0–Masse von 89.5 GeV auszuschließen. Für Massen bis zu 78.0 GeV wird erwartet, einen Wert von $\xi^2\cdot$ BR($S^0\rightarrow$ Hadronen) größer oder gleich 0.5 ausschließen zu können. Die Stufe in der erwarteten Ausschlußgrenze bei m_{S^0} = 60 spiegelt den Beginn des Sensitivitätsbereichs der bei $\sqrt{s}$=189 GeV durchgeführten Analysen (mit Ausnahme des 4–Jet–Kanals) wider.

Die tatsächlichen Ausschlußgrenzen sind oberhalb von $m_{S^0} = 50$ GeV weniger stringent als die erwarteten. Dies ist auf Überschüsse an beobachteten Kandidaten zurückzuführen, wie sie insbesondere im 4–Jet–Kanal bei Werten der S^0–Masse um 52 bzw. 75 GeV auftreten (vgl. Abbildung 5.6). Aber auch die anderen Kanäle weisen bei 75 GeV etwas mehr Kandidaten auf, als die Standardmodell–Simulationen erwarten lassen (siehe Abbildung 6.4). Ein Produkt aus Wirkungsquerschnitt und Verzweigungsverhältnis, das maximal halb so groß ist wie der Higgsstrahlungs–Wirkungsquerschnitt im Standardmodell, läßt sich bis zu einer Masse des S^0–Bosons von 68 GeV ausschließen. Ein Wert von $\xi^2\cdot$BR($S^0\rightarrow$Hadronen) größer oder gleich 1 kann für $m_{S^0} < 75.5$ GeV sowie im Bereich $82.5 < m_{S^0} < 86.9$ GeV ausgeschlossen werden.

Im Vergleich mit dem zuletzt von der OPAL–Kollaboration veröffentlichten Limit (gestrichelten Kurve) ist zu erkennen, daß durch die neuen Analysen bei $\sqrt{s}$=189 GeV der ausgeschlossene Bereich erheblich vergrößert werden konnte. Zu einem gewissen Teil trägt dazu die höhere Schwerpunktsenergie und die größere zur Verfügungstehende integrierte Luminosität bei. Der größere Teil der Vebesserung ist aber auf die erstmalig erfolgte Untersuchung des 4–Jet–Kanals zurückzuführen, da dieser mit über 60% das weitaus größte Verzweigungsverhältnis besitzt und somit die zu erwartende Signalrate vervielfacht. Dies wird deutlich, wenn man bedenkt, daß in Referenz [42] die auf b–Quark–Zerfälle spezialisierten Analysen einen Wert von $\xi^2\cdot$ BR($S^0\rightarrow$ Hadronen)$\geq$1 bis zu Werten von m_{S^0} ausschließen konnten, die 20 GeV über den Werten liegen, für die dies mit den damaligen flavour–unabhängigen Analysen möglich war. Die neue Analyse im 4–Jet–Kanal hat es ermöglicht, diese Differenz auf etwa 7 GeV zu reduzieren (siehe Abschnitt 6.3.3).

6.3.2 Interpretation in Zwei–Higgsdublett–Modellen (Typ II)

In Zwei–Higgsdublett–Modellen (2HDM) werden Produktionswirkungsquerschnitte und Verzweigungsverhältnisse des leichten neutralen Higgsbosons als Funktion seiner Masse m_{h} und der anderen Parameter, insbesondere α und $\tan\beta$ sowie der Masse m_{A} des CP–ungeraden Higgsbosons vorhergesagt. Daher ist es möglich, Ausschlußgrenzen als Funktionen dieser Parameter anzugeben. Die in diesem Abschnitt berechneten Grenzen beziehen sich speziell auf Zwei–Higgsdublett–Modelle des Typs II, in denen eines der Dubletts nur an *up–type*– und das andere nur an *down–type*–Fermionen koppelt.

Für diese Arbeit wurde mit Hilfe des HZHA–Generators [27] das minimale hadronische Verzweigungsverhältnis des leichten skalaren Higgsbosons als Funktion seiner Masse in einem Scan über die Parameter α und β bestimmt [19]. Die Verzweigungsverhältnisse wurden an folgenden Punkten berechnet, die für den gesamten Parameterraum repräsentativ sind:

α: 0°, −15°, −30°, −45° und −90°

β : 22° bis 89° in 1°–Schritten (entspricht $0.4 \leq \tan\beta \leq 57$)

Dieser Scan wurde für Werte von m_h zwischen 30 und 80 GeV in 2–GeV–Schritten sowie zwischen 80 und 100 GeV in 1–GeV–Schritten durchgeführt. Dabei wurde die Masse des CP–ungeraden Higgsbosons auf Werte beschränkt, für die der Zerfall $\mathrm{h}^0 \rightarrow \mathrm{A}^0\mathrm{A}^0$ kinematisch verboten ist, d.h. es gilt $m_\mathrm{A} > 0.5 \cdot m_\mathrm{h}$, da dieser Zerfall anderenfalls dominant sein kann. Die Verzweigungsverhältnisse verschiedener hadronischer Zerfälle sowie für $\mathrm{h}^0 \rightarrow \mathrm{A}^0\mathrm{A}^0$ sind in Abbildung 2.7 dargestellt.

Das auf diese Weise bestimmte minimale hadronische Verzweigungsverhältnis variiert leicht mit m_h und beträgt, ähnlich dem Standardmodell, etwa 90%. Die einzigen (aufgrund der Masse der beteiligten Fermionen relevanten) nicht–hadronischen Zerfälle sind solche in Paare von τ–Leptonen oder — über t–Quark–Schleifen — in Photonen. Dabei verhält sich der Anteil von Zerfällen in τ–Paare als Funktion der 2HDM–Parameter wie der von Zerfällen in b–Quark–Paare, da es sich in beiden Fällen um *down–type*–Fermionen handelt (siehe auch Abschnitt 2.2). Ebenso verhalten sich Zerfälle in Photonen wie die in Gluonen, die ebenfalls durch t–Quark–Schleifen vermittelt werden, und wie Zerfälle in c–Quarks, da in diesen Fällen die Kopplung des Higgsbosons an *up–type*–Fermionen entscheidend ist. Somit ist die Ähnlichkeit mit der Situation im Standardmodell nicht überraschend. Mit dem minimalen hadronischen Verzweigungsverhältnis läßt sich nun eine Obergrenze für den Produktionswirkungsquerschnitt bzw. für $\sin^2(\beta-\alpha)$ bestimmen.

Abbildung 6.7 zeigt die erwartete (hellgraue Linie) sowie die aus den Daten abgeleitete (dunkelgraue Linie) Obergrenze für $\sin^2(\beta-\alpha)$. Die Struktur der Kurven ist ähnlich dem modellunabhängigen Fall. Die Ausschlußgrenzen sind jedoch etwas weniger stringent, da hier das hadronische Verzweigungsverhältnis von etwa 90% bereits berücksichtigt ist.

Der Sensitivität der kombinierten Analysen zufolge erwartet man, einen Wirkungsquerschnitt größer oder gleich dem Standardmodell–Wirkungsquerschnitt für Higgsstrahlung bis zu einer h^0–Masse von 88.0 GeV auszuschließen. Für Massen bis zu 76.2 GeV wird erwartet, ein $\sin^2(\beta-\alpha)$ größer oder gleich 0.5 ausschließen zu können.

Die tatsächlichen Ausschlußgrenzen fallen aufgrund eines leichten Überschusses an Kandidaten wiederum schwächer aus. Ein Wirkungsquerschnitt, der maximal halb so groß ist wie der Higgsstrahlungs–Wirkungsquerschnitt im Standardmodell, läßt sich bis zu einer Masse des h^0–Bosons von 66.2 GeV ausschließen. Ein Wert von $\sin^2(\beta-\alpha)$ gleich 1 kann für $m_\mathrm{h} < 74.9$ GeV sowie im Bereich $82.8 < m_\mathrm{h} < 86.4$ GeV ausgeschlossen werden[1].

[1] Würde ein Wirkungsquerschnitt gemessen, der $\sin^2(\beta-\alpha) > 1$ entspricht, so wäre dies ein Widerspruch zum 2HDM, da $\sin^2\phi$ für beliebige Werte von ϕ nie größer als 1 werden kann

Anders als im modellunabhängigen Fall, wo ξ^2 ein beliebiger Faktor sein kann, unterliegt die hier begrenzte Größe, $\sin^2(\beta-\alpha)$, allen Beschränkungen der Winkelfunktion. Insbesondere muß stets $\sin^2(\beta-\alpha)+\cos^2(\beta-\alpha)=1$ erfüllt sein, anderenfalls ergäbe sich ein Widerspruch zum 2HDM. $\cos^2(\alpha-\beta)$ ist nun gerade der Faktor, der den Wirkungsquerschnitt der sogenannten Paarproduktion, also $e^+e^-\to A^0h^0$, zum Standardmodell–Wirkungsquerschnitt für Higgsstrahlung in Beziehung setzt. In Kombination mit einer flavour–unabhängigen Suche nach Paarproduktion von Higgsbosonen könnten also Werte von m_h(und m_A) unabhängig von α und β ausgeschlossen werden, wenn die Summe der Obergrenzen für $\sin^2(\beta-\alpha)$ und $\cos^2(\beta-\alpha)$ kleiner als 1 ist. Eine flavour–unabhängige

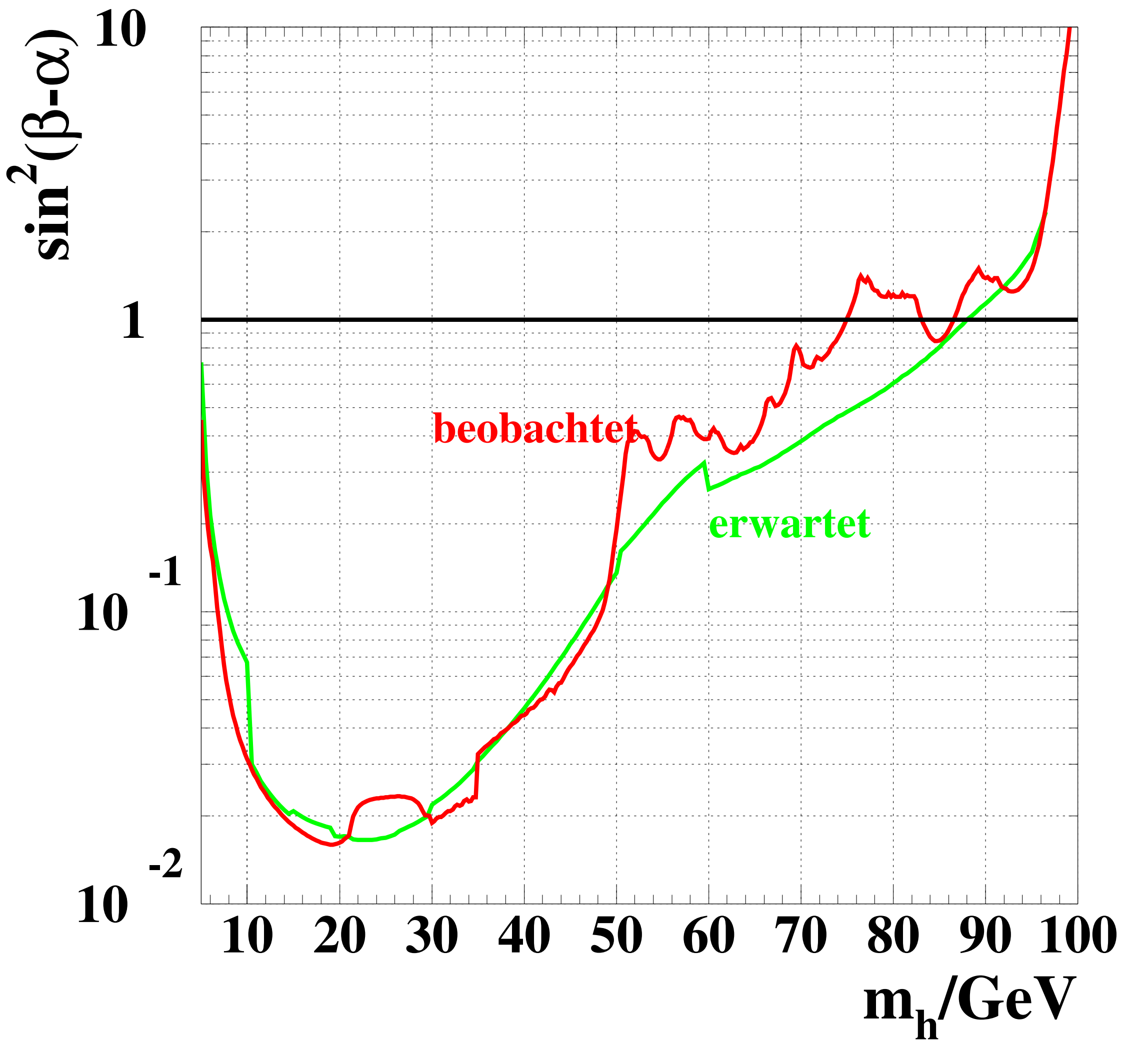

Abbildung 6.7: Obergrenze für $\sin^2(\beta-\alpha)$ im 2–Higgsdublett–Modell (Typ II) als Funktion der Higgsmasse (dunkelgraue Linie). Die hellgraue Linie zeigt die aus Monte–Carlo–Simulationen erwartete Ausschlußgrenze, die ein Maß für die Sensitivität der Analyse ist. Als Verzweigungsverhältnis wurde das minimale hadronische Verzweigungsverhältnis des leichten neutralen Higgsbosons im 2HDM verwendet, m_A wurde größer als $m_\mathrm{h}/2$ angenommen.

Suche nach Paarproduktionsereignissen ist bei OPAL in Vorbereitung.

Minimales supersymmetrisches Standardmodell

Das minimale supersymmetrische Standardmodell (MSSM) ist ein Spezialfall der Zwei–Higgsdublett–Modelle des Typ II. Die obengenannten Ausschlußgrenzen gelten daher auch für das MSSM, außer wenn das leichte CP–gerade Higgsboson vornehmlich in SUSY–Teilchen, insbesondere Neutralinos, zerfällt.

Wie in Abschnit 2.2.2 dargelegt wurde, verringert sich die Anzahl der freien Parameter im Higgssektor in führender Ordnung von sechs im 2HDM auf zwei, beispielsweise m_{h} und $\tan\beta$. Daher lassen sich im Rahmen eines Scans aus den Obergrenzen der Wirkungsquerschnitte Ausschlußgrenzen für die Higgsmassen (m_{h} und m_{A}) oder $\tan\beta$ bestimmen. Durch radiative Korrekturen nehmen aber etliche SUSY–Parameter entscheidenden Einfluß auf die Phänomenologie, so daß viele MSSM–Limits, inbesondere der „Benchmark Scan“, nur für eine bestimmte Wahl dieser Parameter gelten (s. Abschnitt 2.2.2).

Für große Teile des MSSM–Parameterraums zerfällt das h^0–Boson dominant in b–Quark–Paare, so daß hier Analysen, die sich die Identifikation der b–Jets zunutze machen, stringentere Limits setzen können [50]. Eine Obergrenze für den Wirkungsquerschnitt, wie sie in Abbildung 6.7 gezeigt wird, besitzt hingegen einen allgemeineren Geltungsbereich, da keinerlei Zusatzannahmen über m_0, die Mischung im skalaren top–Sektor und andere SUSY–Parameter gemacht werden müssen.

6.3.3 Vergleich mit Standardmodell–Ergebnissen

Im Standardmodell zerfällt das Higgsboson im für LEP relevanten Massenbereich zu über 80% in b–Quark–Paare. Daher läßt sich in diesem Fall mit Analysen, die auf der Identifizierung von b–Jets beruhen, ein wesentlich besseres Signal–zu–Untergrund–Verhältnis erzielen, da der Untergrund aus $\mathrm{W}^{\pm}$–Paarproduktion fast vollständig unterdrückt werden kann. Einschließlich der auch in dieser Arbeit verwendeten Daten mit einer Schwerpunktsenergie von 189 GeV konnten die OPAL–Analysen das Standardmodell–Higgsboson bis zu einer Masse von 91 GeV ausschließen, die erwartete Ausschlußgrenze lag bei 94.9 GeV [50].

Da das totale hadronische Verzweigungsverhältnis des Higgsbosons im Standardmodell dem minimalen Wert im 2HDM sehr ähnlich ist, können die Ausschlußgrenzen in Abbildung 6.7 auch als Standardmodell–Limits gelesen werden. Eine Higgsmasse ist im Rahmen des Standardmodells ausgeschloßen, wenn die Obergrenze für den Wirkungsquerschnitt unterhalb des Standardmodell–Wertes liegt. Die so erhaltene erwartete Ausschlußgrenze (hellgraue Linie), die ein Maß der Sensitivität der Analyse ist, liegt mit 88 GeV lediglich 7 GeV unterhalb des mit den b–Quark–Analysen erzielten Wertes. Im Vergleich zum letzten von der OPAL–Kollaboration veröffentlichten flavour–unabhängigen Limit (s. Abbildung 16 in [42]), das etwa 20 GeV niedriger ausfiel als das mit den b–Quark–Analysen bestimmte, ist das ein deutlicher Fortschritt, der hauptsächlich auf die in dieser Arbeit vorgestellte neue Analyse im 4–Jet–Kanal zurückzuführen ist.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde erstmalig eine Suche nach dem Prozeß der Higgsstrahlung im 4–Jet–Kanal vorgestellt, die sensitiv auf alle hadronischen Zerfälle des Higgsbosons ist.

In herkömmlichen Analysen im 4–Jet–Kanal stellt die Identifizierung von b–Quark–Jets das wichtigste Instrument zur Unterdrückung von Untergrund aus $W^{\pm}$– und Z^0–Paaren dar. Um eine flavour–unabhängige Analyse im 4–Jet–Kanal zu realisieren, war es daher notwendig, neue Methoden und Observablen zu finden, um Higgsstrahlungsereignisse allein auf kinematischer Grundlage zu identifizieren. Das wichtigste neue Konzept ist das der massenabhängigen Analyse. Hierbei wird nicht pauschal nach einem Higgsboson beliebiger Masse gesucht, sondern gezielt verschiedene Massenhypothesen überprüft. Dieses Vorgehen ermöglicht den Einsatz eines neuen kinematischen Fits, der die invariante Masse zweier Jets auf eine hypothetische Higgsmasse zwingt und der mit seiner χ^2–Wahrscheinlichkeit nicht nur eine Observable mit deutlichem Potential zur Trennung von Signal und Untergrund liefert, sondern auch eine zuverlässige Zuordnung der Jets zu Z^0– und Higgsboson erlaubt. Als weitere Selektionsvariablen fanden die Matrixelement–Wahrscheinlichkeiten der Signal– und Untergrundprozesse Verwendung.

Diese neue Analyse wurde auf die im Jahre 1998 bei einer Schwerpunktsenergie von 189 GeV mit dem OPAL–Detektor aufgezeichneten Daten angewendet, die einer integrierten Luminosität von etwa 170 pb^{-1} entsprechen. Da keine Anzeichen für die Existenz eines Signals in den Daten gefunden werden konnten, wurden die Resultate mit denen anderer Kanäle und niedrigerer Schwerpunktsenergien kombiniert, um hieraus möglichst aussagekräftige Ausschlußgrenzen auf den Wirkungsquerschnitt der Higgsstrahlung abzuleiten. Die bei einem Vertrauensniveau von 95% gefundenen Ausschlußgrenzen wurden sowohl auf modellunabhängige Weise als auch im Rahmen von Zwei–Higgsdublett–Modellen des Typ II, zu denen auch das minimale supersymmetrische Standardmodell zählt, interpretiert und außerdem mit den Resultaten der Standardmodell–Higgssuche verglichen.

Das Produkt aus Wirkungsquerschnitt für die Produktion eines neutralen skalaren Bosons S^0 in Assoziation mit einem Z^0–Boson und dem hadronischen Verzweigungsverhältnisses des S^0–Bosons muß kleiner sein als der Wirkungsquerschnitt für Higgsstrahlung im Standardmodell, wenn die Masse m_{S^0} kleiner ist als 75.5 GeV oder zwischen 82.5 und 86.9 GeV liegt. Im Falle von Zwei–Higgsdublett–Modellen des Typs II muß $\sin^2(\beta-\alpha)$ für Higgsmassen unterhalb von 74.9 GeV kleiner als 1, und für Massen bis zu 66.2 GeV kleiner als 0.5 sein.

Die neue Analyse im 4–Jet–Kanal verbessert die erzielten Ausschlußgrenzen erheblich, da er mit einem relativen Verzweigungsverhältnis größer als 60% mehr als jeder andere Kanal zur erwarteten Signalrate beiträgt. Durch die in dieser Arbeit vorgestellte Analyse war es möglich, die Differenz in der erwarteten Sensitivität der flavour–unabhängigen und den auf Nachweis von b–Quark–Jets beruhenden Analysen auf nur etwa 7 GeV zu reduzieren. Diese Differenz betrug in der letzten betreffenden Veröffentlichung der OPAL–Kollaboration, als noch keine flavour–unabhängige Analyse für den 4–Jet–Kanal existierte, 20 GeV. Dies zeigt, daß die erzielten Verbesserungen nur zu einem kleinen Teil auf höhere Schwerpunktsenergie und größere integrierte Luminosität zurückzuführen ist, während der größere Teil durch die in dieser Arbeit vorgestellte Analyse erreicht wurde.

Die in dieser Arbeit vorgestellte flavour–unabhängige Analyse kann zusammen mit Suchen nach Paarproduktion von h^0– und A^0–Bosonen sowie den auf b–Quark–Jets spezialisierten Analysen zu einem detaillierten Scan des Parameterraums von Zwei–Higgsdublett–Modellen verwendet werden. Eine Veröffentlichung der OPAL–Kollaboration, die Ausschlußgrenzen auf Massen vom leichten CP–geraden und vom CP–ungeraden Higgsboson als Funktion der Parameter α und $\tan\beta$ präsentiert, ist in Vorbereitung [60].

Desweiteren ist beabsichtigt, das modell–unabhängige Ergebnis dieser Arbeit mit denen anderer Analysen zu kombinieren, die leptonische Zerfälle des S^0–Bosons sowie Zerfälle in von supersymmetrischen Modellen vorhergesagte Teilchen, beispielsweise Neutralinos, zu kombinieren und Ausschlußgrenzen für ξ^2 zu publizieren, die nicht mehr vom hadronischen Verzweigungsverhältnis des S^0–Bosons abhängig sind.

Auch in der minimalen supersymmetrischen Erweiterung des Standardmodells gibt es Parameterkonstellationen, für die Higgszerfälle in b–Quark–Paare stark unterdrückt sind. Daher ist geplant, die flavour–unabhängigen Suchen in eine allgemeine Analyse des MSSM–Parameterraums zu integrieren.

Eine Möglichkeit, die neue Analyse im 4–Jet–Kanal weiter zu verbessern, besteht darin, die verbleibende Flavour–Abhängigkeit der Selektioneffizienz zu eliminieren. Beispielsweise müßte man eine zusätzliche Eingabegröße für die Likelihood–Selektion finden, die sich für Higgszerfälle in Gluonpaare besonders deutlich vom Untergrund unterscheidet. Dies soll für die Analyse der im Jahre 1999 bei Schwerpunktsenergien von $\sqrt{s}$=192, 196, 200 und 202 GeV mit dem OPAL–Detektor aufgezeichneten Daten, die zusammen einer integrierten Luminosität von etwa 210 pb^{-1} entsprechen, untersucht werden. Eine solche Verbesserung, zusammen mit den Daten des Jahres 1999, wird die Sensitivität der flavour–unabhängigen Analyse weiter erhöhen.

Als einziges anderes LEP–Experiment hat die ALEPH–Kollaboration flavour–unabhängige Ausschlußgrenzen für den Higgsstrahlungsprozeß aus den im Jahre 1998 bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s}$=189 GeV aufgezeichneten Daten veröffentlicht [61]. Es wurde allerdings nur der Kanal betrachtet, in dem das Z^0–Boson in ein Paar von Neutrinos zerfällt, der etwa 20% der erwarteten Signalrate abdeckt. Die Higgsmasse, bis zu der man aufgrund der Sensitivität der Analyse erwartet, einen Wirkungsquerschnitt größer oder gleich dem vom Standardmodell vorhergesagten ausschließen zu können, liegt mit m_{h}=77 GeV gut 10 GeV niedriger als in der in dieser Arbeit vorgestellten Analyse. Da ALEPH im Gegensatz zu OPAL eine Abwärtsfluktuation des Untergrundes beobachtet hat, liegt das aus den Daten bestimmte Limit mit m_{h}=81 GeV in einem ähnlichen Bereich wie das bei OPAL erzielte.

Die derzeitige von den LEP–Experimenten beobachtete Untergrenze für die Masse des Standardmodell–Higgsbosons liegt bei 107.7 GeV. Das Jahr 2000 ist die letzte Betriebsperiode von LEP, in der bei Schwerpunktsenergien bis zu $\sqrt{s}$=206 GeV oder eventuell sogar $\sqrt{s}$=208 GeV möglichst viele Daten genommen werden sollen. Bei der jetzigen Sensitivität der Analysen wird es unter günstigen Umständen möglich sein, das Standardmodell–Higgsboson in Kombination der vier Experimente bis zu einer Masse von m_{h}=115 GeV auszuschließen. Für eine 5–σ–Entdeckung endet der mögliche Bereich bei um einige GeV niedrigeren Higgsmassen. Die Higgsmasse, bis zu der der Standardmodell–Wirkungsquerschnitt für alle hadronischen Zerfälle des Higgsbosons von einem Experiment ausgeschlossen werden kann, sollte sich allein durch die größere Schwerpunktsenergie auf etwa m_{h}=105 GeV erhöhen. Sollten alle vier LEP–Experimente flavour–unabhängige Analysen entwickeln, die die Mehrzahl der Zerfälle des Z^0–Bosons abdecken, so würde sich auch hier durch eine Kombination der Resultate die Sensitivität erhöhen.

Werden bei LEP keine Anzeichen für die Existenz eines Higgsbosons gefunden, so haben — bei genügend hoher intergrierter Luminosität von etwa 30 pb^{-1} — die Experimente am Proton–Antiproton–Speicherring Tevatron eine Chance, ein Higgsboson im Massenbereich $m_{\mathrm{h}} \leq 180$ GeV mit einer Signifikanz von 3σ zu beobachten, der für das Standardmodell–Higgsboson favorisiert wird. Eine der Schwierigkeiten besteht darin, daß das Verzweigungsverhältnis in b–Quark–Paare zu größeren Higgsmassen hin signifikant abnimmt, bevor der am Tevatron einfacher zu analysierende Zerfall in ein Paar von $\mathrm{W}^{\pm}$–Bosonen groß genug ist. Daher erwartet man einen Einbruch der Sensitivität im Kreuzungsbereich der beiden Verzweigungsverhältnisse bei Higgsmassen von etwa m_{h}=140 GeV.

Die Experimente am Proton–Proton–Speicherring LHC, der im Jahre 2005 in Betrieb genommen werden soll, werden Higgsbosonen bis zu Massen von 1 TeV entdecken können. So das Standardmodell–Higgsboson existiert, wird es bei LHC gefunden werden. Für Higgsmassen oberhalb von etwa 180 GeV besitzt der Zerfall in zwei Z^0–Boson ein großes Verzweigungsverhältnis. Insbesondere in dem Kanal, in dem beide Z^0–Bosonen in ein Paar von Myonen zerfallen, ist das Higgsboson dann relativ einfach nachzuweisen. Im Falle einer kleineren Higgsmasse gestaltet sich die Suche schwieriger; einer der wichtigsten Kanäle ist dann der Zerfall in zwei Photonen.

Ein geplanter Linearbeschleuniger, der Elektronen und Positronen mit Schwerpunktsenergien bis zu 1 TeV kollidieren läßt, würde zwar keinen neuen Massenbereich für die Suche nach dem Standardmodell–Higgsboson erschließen, sollte aber dank der untergrundärmeren Umgebung in der Lage sein, die Verzweigungsverhältnisse, Kopplungen und die Zerfallsbreite eines nicht zu schweren Higgsbosons mit größerer Präzision zu bestimmen, als es bei LHC möglich ist. Die Kenntnis dieser Eigenschaften ist notwendig, um ein neues Teilchen zuverlässig mit dem Standardmodell–Higgsboson zu identifizieren und somit den

Higgsmechanismus experimentell zu etablieren. Im Falle des MSSM wären einem Linearbeschleuniger sogar einige von LHC nicht abgedeckte Bereiche des MSSM–Parameterraums zugänglich.

Wird trotz aller Bemühungen bis zu einer Masse von etwa 1 TeV kein Higgsboson entdeckt, so hätte dies weitreichende Konsequenzen für unser Verständnis der Teilchenphysik, da dann das Standardmodell bereits bei Energien, die deutlich unter der Energieskala von vereinheitlichenden Theorien liegen, seine Gültigkeit verliert. Zum einen müßte dann bei Energien von etwa 1 TeV eine neuartige, starke Wechselwirkung zwischen den $W^{\pm}$– und Z^0–Bosonen auftreten, die verhindert, daß die Streuamplituden longitudinal polarisierter Vektorbosonen mit der Schwerpunktsenergie über alle Grenzen anwachsen und damit die Erhaltung der Wahrscheinlichkeit verletzen.

Die Alternative zum Higgsmechanismus, um die Massen der Fermionen und der Austauschbosonen zu generieren, besteht darin, eine innere Struktur der heutigen Elementarteilchen anzunehmen. Diese würde sich beispielsweise durch angeregte Leptonen oder durch Leptoquarks bemerkbar machen, die bereits bei Massen von einigen 100 GeV auftreten könnten. Nach beiden Phänomenen wird bereits an heutigen Beschleunigerexperimenten gesucht. Bei LHC oder einem Linearbeschleuniger sollten derartige neue Teilchen nachzuweisen sein, wenn die Natur diesen Weg gewählt hat.

Anhang A

Parametrisierung der Massenauflösung

Da die Verteilung der rekonstruierten Kandidatenmassen als Testgröße in der Limitberechnung verwendet wird, müssen die erwarteten Massenverteilungen von Signal– und Untergrund so parametrisisert werden, daß ihre Form für jede Higgsmasse, bei der das Limit berechnet wird, zur Verfügung steht.

Dazu wird für jede generierte Higgsmasse eine Funktion f mit fünf freien Parametern p_n an die Verteilung der rekonstruierten Higgsmasse x angepaßt, die sich aus einer Gaußfunktion und einem linearen Term $B(x)$ zur Modellierung des kombinatorischen Untergrunds, der am kinematischen Limit x_{max} abgeschnitten wird, zusammensetzt:

$$f(x) = \frac{p_1}{\sqrt{2\pi}p_3} \exp\left(-\frac{(x-p_2)^2}{2p_3^2}\right) + B(x)\sqrt{\frac{\max(x_{max}-x, 0)}{9.5}} \tag{A.1}$$

Der lineare Term $B(x)$ ist derart parametrisiert, daß er für x–Werte zwischen dem kinematischen Limit x_{max} und einer willkürlich definierten unteren Grenze der Massenhistogramme x_{min} niemals negativ wird:

$$B(x) = \begin{cases} p_5(x - x_{max}) + p_4^2 & : \quad p_5 < 0 \\ p_5(x - x_{min}) + p_4^2 & : \quad p_5 \geq 0 \end{cases} \tag{A.2}$$

Diese Funktion beschreibt die Massenverteilungen von Signal und Untergrund für verschiedene Methoden, eine Zuordnung zwischen Jets und Higgs– und Z^0–Boson zu treffen, die die Form der Massenspektren erheblich beeinflussen können. Da für manche Jetzuordnungen der kombinatorische Untergrund fast vollständig verschwindet und somit viele Bins mit nur sehr wenigen Einträgen auftreten, die den entsprechenden statistischen Fluktuationen unterliegen, sollte ein Likelihood–Fit [38] verwendet werden, anstatt das χ^2 zu minimieren. Bei Bedarf kann die Definition des Parameters p_1 so verändert werden, daß er von äußeren Bedingungen wie der Anzahl der bei einer Higgsmasse generierten Ereignisse oder dem Verzweigungsverhältnis unabhängig wird. Abbildung A.1 zeigt Beispiele dieses

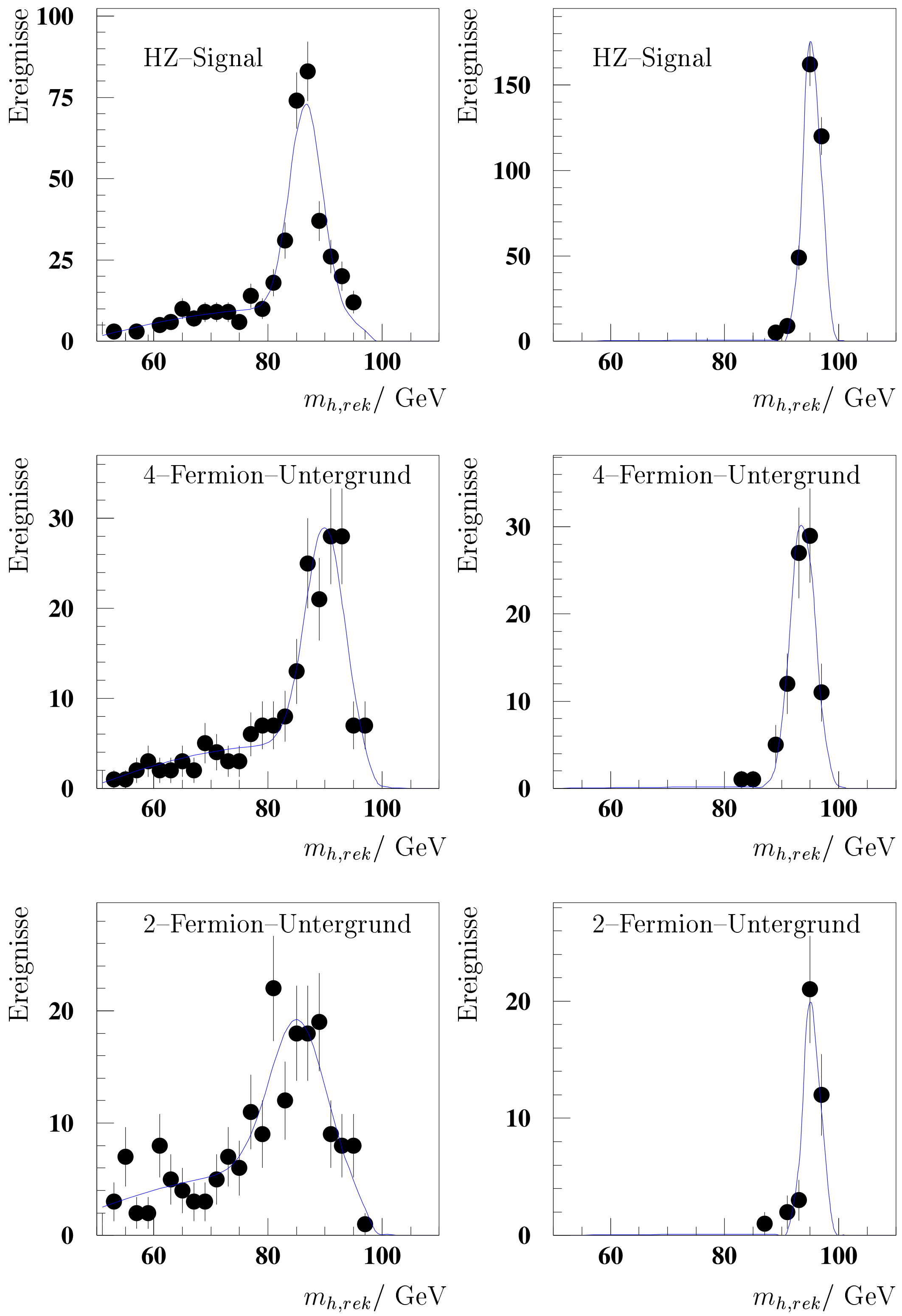

Abbildung A.1: Beispiele für Massenverteilungen, an die die Funktion $f(x)$ (siehe Gleichung (A.1)) angepaßt wurde. Linke Spalte: $m_h = 86$ GeV, Jetzuordnung durch besten 5C–Fit; rechte Spalte: $m_h = 96$ GeV, Jetzuordnung durch besten $5\frac{1}{2}$C–Fit.

Fits bei zwei verschiedene Jetzuordnungen für Signal sowie zwei verschiedene Untergrundprozesse.

Die fünf Parameter p_n können nun wiederum als Funktion der Testmasse y durch Polynome beschrieben werden. Setzt man die angepaßten Funktionen $p_n(y)$ in $f(x)$ ein, so erhält man eine zweidimensionale Funktion $f(x,y)$, die die Form der Massenverteilungen sowohl als Funktion der rekonstruierten Higgsmasse als auch in Abhängigkeit von der Testmasse beschreibt. Diese Funktion kann nun in einem zweidimensionalen Fit an alle Massenverteilungen simultan angepaßt werden. Ein Besipiel einer so angepasten zweidimensionalen Massenverteilung ist in Abbildung A.2 gezeigt.

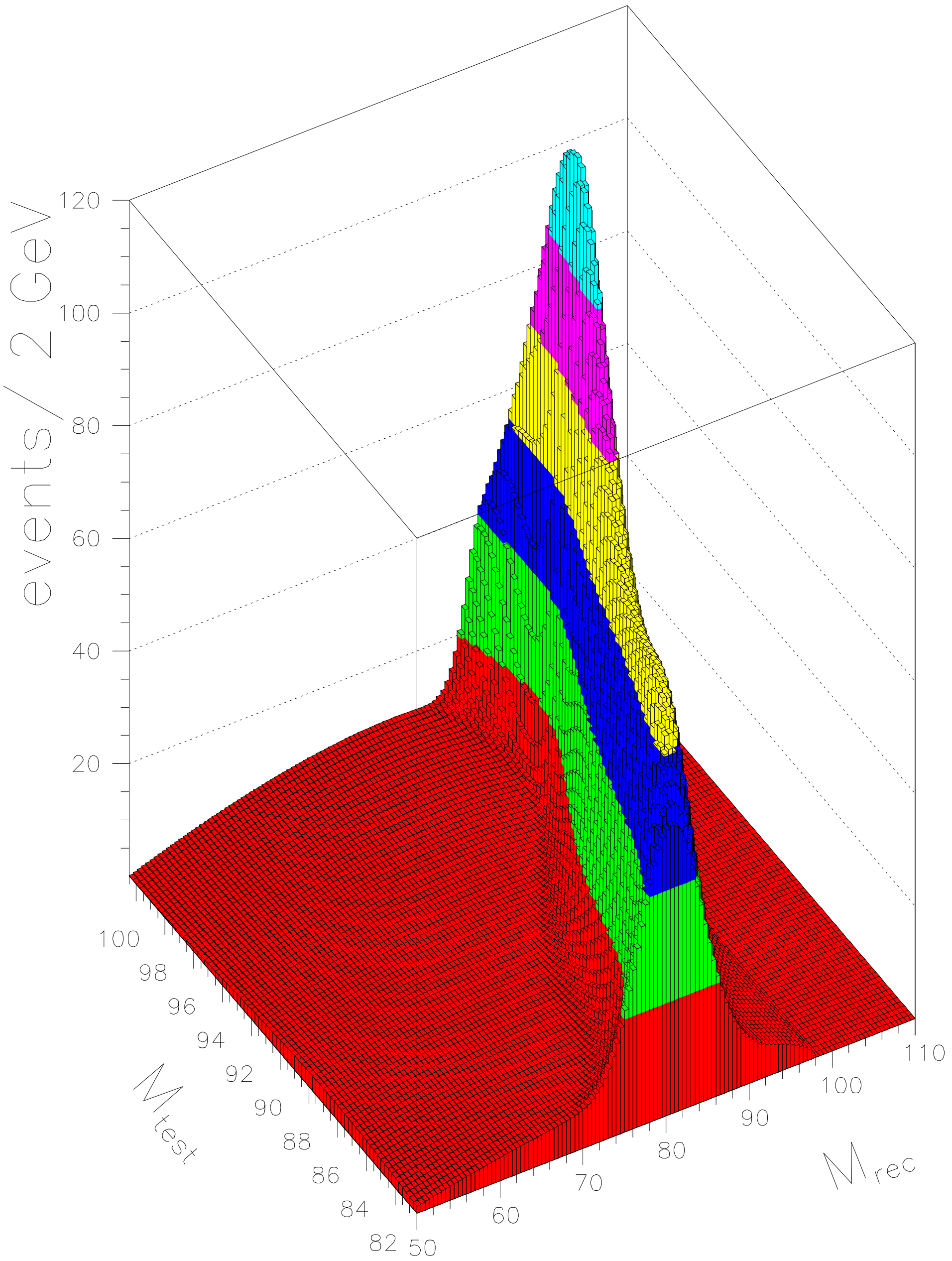

Abbildung A.2: Ergebnis eines zweidimensionalen Fits als Funktion der rekonstruierten Higgsmass und der Testmasse. Die Normierung ist willkürlich.

Anhang B

Flavour–Abhängigkeit der Massenauflösung

Abbildung B.1 zeigt die Parameter p_2 und p_3, d.h. die Maximumsposition sowie das σ der Gaußfunktion, als Funktion der generierten Higgsmasse. Die Monte–Carlo–Datensätze mit einer Schwerpunktsenergie von 189 GeV und mit verschiedenen Higgszerfällen wurden der in Kapitel 5 beschriebenen Selektion unterzogen. Die Kurven zeigen die für die Limitberechnung verwendete Anpassung an die (nicht dargestellten) Zentralwerte, die mit einem entsprechend den Standardmodell–Verzweigungsverhältnissen gemischten Datensatz in 1–GeV–Schritten bestimmt wurden. Die Punkte zeigen die Ergebnisse, die man mit einem unabhängigen Sample mit Standardmodell–Verzweigungsverhältnissen erhält. Die Quadrate sowie die nach oben bzw. nach unten gerichteten Dreiecke stellen die Werte dar, die man für Monte–Carlo–Datensätze mit jeweils ausschließlich Zerfällen in b–Quark–, c–Quark– und Gluon–Paare erhält. In keinem der Fälle ist eine signifikante Abweichung von der Anpassung an die Zentralwerte zu erkennen, so daß diese auch für ein flavour–unabhängiges Limit verwendet werden kann.

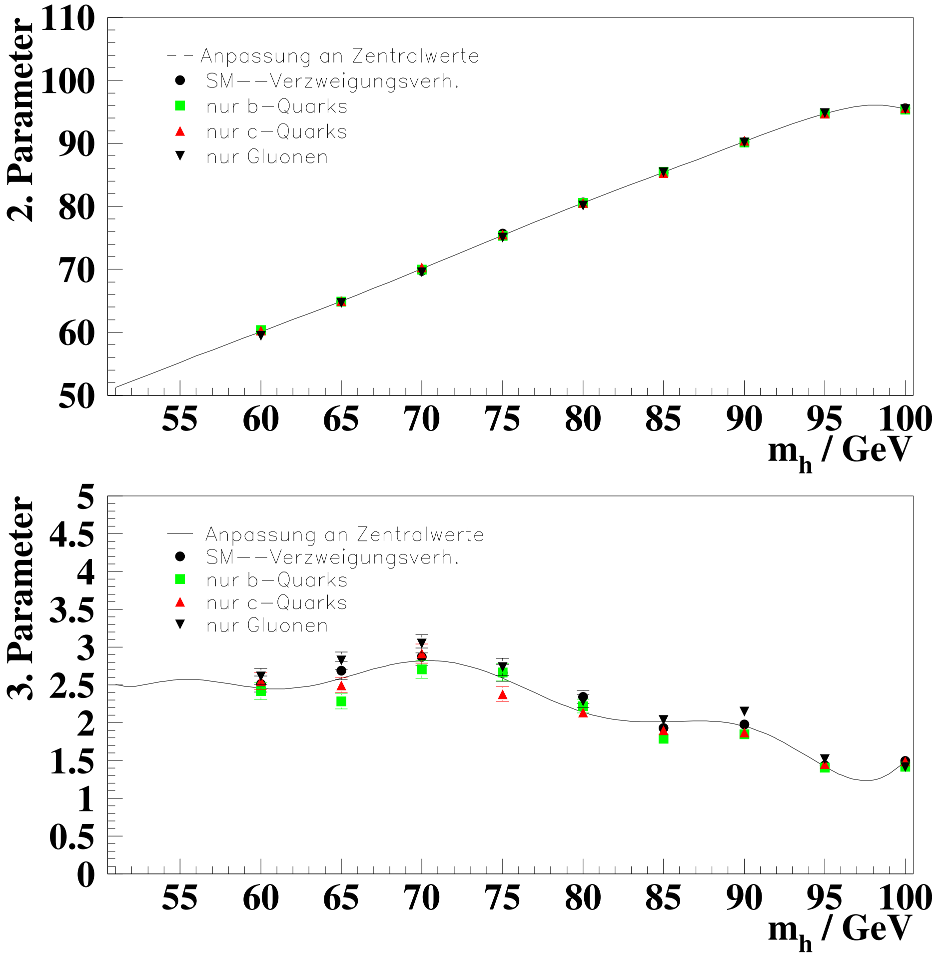

Abbildung B.1: Massenauflösung als Funktion der Higgsmasse für verschiedene Higgs–Zerfälle. Weder in der Maximumsposition noch in der Breite der Verteilung ist eine Flavour–Abhängigkeit zu erkennen.

Anhang C

Extraktion des Higgsstrahlungs–Matrixelements

Gleichung (5.2) in [43] gibt den fünffach differenziellen Wirkungsquerschnitt für den Prozeß

$$\mathrm{e}^+(p_+)\mathrm{e}^-(p_-) \to Z^* \to \mathrm{Z}^0\,\mathrm{H}(q_\mathrm{H}) \to \mu^+(q_+)\,\mu^-(q_-)\,\mathrm{q}\bar{\mathrm{q}}, \tag{C.1}$$

wobei die Notationen für die Viererimpulse der Teilchen jeweils in Klammern angeführt sind, an als

$$\mathrm{d}^5\sigma = \frac{\alpha^3}{2\pi^2} g^2 \left(\frac{M_\mathrm{Z}^2}{s}\right) \frac{|\vec{q}_\mathrm{H}|[C_1 \cdot (p_+q_-)\cdot(p_-q_+) + C_2 \cdot (p_+q_+)\cdot(p_-q_-)]}{R\,(s)\;R\,(s_1)}\,\mathrm{d}q_\mathrm{H}^0\;\mathrm{d}\Omega_\mathrm{H}\;\mathrm{d}\Omega_\mu. \tag{C.2}$$

Die Symbole haben die folgenden Bedeutungen:

α	elektromagnetische Kopplungskonstante
$R\,(s) = (s - M_\mathrm{Z}^2)^2 + M_\mathrm{Z}^2\Gamma_\mathrm{Z}^2$	Z^0–Propagator–Term
M_Z	Z^0–Polmasse
Γ_Z	Z^0–Breite
$s = (p_+ + p_-)^2 = 4\,E_\mathrm{b}^2$	Schwerpunktsenergie zum Quadrat
	(Masse des intermediären Z^0–Bosons)
$s_1 = 4\,E_\mathrm{b}\,(E_\mathrm{b} - q_\mathrm{H}^0) + m_\mathrm{H}^2$	invariante Masse der Myonen zum Quadrat
	(Masse des Z^0–Bosons im Endzustand)
E_b	Strahlenergie
$m_\mathrm{H} = \sqrt{q_\mathrm{H}^2}$	Higgsruhemasse
$C_1 = (c_\mathrm{v}^2 + c_\mathrm{a}^2)^2 + 4c_\mathrm{v}^2c_\mathrm{a}^2$	Kopplungskonstante
$C_2 = (c_\mathrm{v}^2 + c_\mathrm{a}^2)^2 - 4c_\mathrm{v}^2c_\mathrm{a}^2$	Kopplungskonstante
$g = (\sin\theta_\mathrm{W}\,\cos\theta_\mathrm{W})^{-1}$	schwache Kopplungskonstante
θ_W	Weinberg–Winkel
$c_\mathrm{a} = -\frac{1}{4}g$	Axialvektor–Kopplung für Myonen
$c_\mathrm{v} = -\frac{1}{4}g(4\sin^2\theta_\mathrm{W} - 1)$	Vektor–Kopplung für Myonen

Im allgemeinen sind c_a und c_v gegeben durch:

$c_\mathrm{a} = \frac{1}{2} g t_{3,\mathrm{f}}$	Axialvektor–Kopplung für Fermion f
$c_\mathrm{v} = \frac{1}{2} g \cdot (t_{3,\mathrm{f}} - 2Q_\mathrm{f} \sin^2 \theta_\mathrm{W})$	Vektor–Kopplung für Fermion f
$t_{3,\mathrm{f}}$	dritte Komponente des schwachen Isospins: $+\frac{1}{2}$ für ν_ℓ, u, c, t; $-\frac{1}{2}$ für ℓ^-, d, s, b
Q_f	Elektrische Ladung: 0 für ν_ℓ; -1 für ℓ^-; $+\frac{2}{3}$ für u, c, t; $-\frac{1}{3}$ für d, s, b.

Um aus diesem Wirkungsquerschnitt das Matrixelement zu erhalten, muß man durch die Phasenraumdichte dividieren. Diese kann rekursiv aus der Zwei–Teilchen–Phasenraumdichte gewonnen werden (S. 186, Gl. (35.12) in [5]):

$$\mathrm{d}\Phi_3\,(Q, q_+,\, q_-,\, q_\mathrm{H}) = \mathrm{d}\Phi_2\,(q_\mathrm{Z}, q_+,\, q_-) \cdot \mathrm{d}\Phi_2\,(Q, q_\mathrm{Z},\, q_\mathrm{H}) \cdot (2\pi)^3 \mathrm{d}q_\mathrm{Z}^2, \tag{C.3}$$

Dabei gilt $q_\mathrm{Z} = q_+ + q_-$ und $Q = q_\mathrm{H} + q_\mathrm{Z}$. In unserer Notation kann q_Z^2 auch ausgedrückt werden als

$$q_\mathrm{Z}^2 = (Q - q_\mathrm{H})^2 = (\sqrt{s} - q_\mathrm{H}^0)^2 - \vec{q}_\mathrm{H}^{\,2} = s - 2\sqrt{s}\, q_\mathrm{H}^0 + m_\mathrm{H}^2 = s_1, \tag{C.4}$$

Daraus erhält man

$$\mathrm{d}q_\mathrm{Z}^2 = -2\sqrt{s}\,\mathrm{d}q_\mathrm{H}^0. \tag{C.5}$$

Der Zwei–Teilchen–Phasenraum für den Z^0–Zerfall ist unter Vernachlässigung der Fermionmassen gegeben durch

$$\mathrm{d}\Phi_2\,(q_\mathrm{Z}, q_+,\, q_-) = \frac{1}{2(4\pi)^2}\,\mathrm{d}\Omega_\mu, \tag{C.6}$$

und der Phasenraum für das Higgs–Z^0–System ist

$$\mathrm{d}\Phi_2\,(Q,\, q_\mathrm{Z},\, q_\mathrm{H}) = \frac{1}{(4\pi)^2}\,\frac{|\vec{q}_\mathrm{H}|}{\sqrt{s}}\,\mathrm{d}\Omega_\mathrm{H}, \tag{C.7}$$

was zu

$$\mathrm{d}\Phi_3\,(Q, q_+,\, q_-,\, q_\mathrm{H}) = \frac{1}{32\pi}|\vec{q}_\mathrm{H}|\,\mathrm{d}\,q_\mathrm{H}^0\;\mathrm{d}\,\Omega_\mathrm{H}\;\mathrm{d}\,\Omega_\mu. \tag{C.8}$$

führt.

Für masselose Anfangsteilchen ist der differentielle Wirkungsquerschnitt für jede 2→n–Teilchenreaktion gegeben durch (S. 187, Gl. (35.24) in [5]):

$$\mathrm{d}\sigma = \frac{(2\pi)^4}{s}\,|\mathcal{M}|^2\,\mathrm{d}\Phi_n \tag{C.9}$$

Daher gilt für das Matrixelement

$$|\mathcal{M}|^2 = \frac{s}{(2\pi)^4}\,\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Phi_n} \tag{C.10}$$

$$= \frac{\alpha^3}{\pi^3}\,g^2\,m_\mathrm{Z}^2\,\frac{C_1 \cdot (p_+q_-)\cdot(p_-q_+) + C_2 \cdot (p_+q_+)\cdot(p_-q_-)}{R\,(s)\;R\,(s_1)}. \tag{C.11}$$

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Literaturverzeichnis

[1] G. 't Hooft, Nucl. Phys. **B33** (1971) 173; **B35** (1971) 167.

[2] S.L. Glashow, Nucl. Phys. **22** (1961) 579;
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264;
A. Salam, *Elementary Particle Theory*, ed. N. Svartholm (Almquist and Wiksells, Stockholm, 1968), 367.

[3] P.W. Higgs, Phys. Lett. **12** (1964) 132;
F. Englert and R. Brout, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 321;
G.S. Guralnik, C.R. Hagen, T.W.B. Kibble, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 585.

[4] P. Schmüser, *Feynman–Graphen und Eichtheorien für Experimentalphysiker*, Springer–Verlag, Berlin Heidelberg, 1995

[5] C. Caso, PARTICLE DATA GROUP *et al.*, Eur. Phys. J. **C3** (1998) 1.

[6] J.F. Gunion, H.E. Haber, G.L. Kane and S. Dawson, *The Higgs Hunter's Guide*, Addison–Wesley Publishing Company, Reading, MA, 1990.

[7] S.L. Glashow, S. Weinberg, Phys. Rev. **D15** (1977) 1958.

[8] E. Accomando *et al.*, *Higgs Physics* in *Physics at LEP2*, Editors: G. Altarelli, T. Sjöstrand and F. Zwirner, CERN 96–01 (1996).

[9] J.A. Casas, J.R. Espinosa, M. Quiros, *Improved Higgs mass stability bound in the Standard Model and implications for Supersymmerty*, hep–ph/9409458, IEM–FT–93/94.

[10] M. Veltman, Nucl. Phys. **B123** (1977) 89.

[11] LEP Electroweak Working Group, CERN-EP-2000-016.

[12] U. Amaldi, A. Böhm *et al.*, Phys. Rev. **D36** (1987) 1385.

[13] G. 't Hooft, in *Recent Developments in Gauge Theories*, Proceedings of the NATO Advanced Summer Institute, Cargese, 1979, edited by G. 't Hooft *et al.*(Plenum, New York, 1980) p. 135-157;
L. Susskind, Phys. Rep. **104** (1984) 181.

[14] Y.A. Gol'fand and E.P. Likhtman, JETP Lett. **13** (1971) 323;
D.V. Volkov and V.P. Akulov, Phys. Lett. **B46** (1973) 109;
J. Wess and B. Zumino, Nucl. Phys. **B70** (1974) 39;
H.E. Haber and Y. Nir, Nucl. Phys **B335** (1990) 363.

[15] F.A. Berends, W.L. van Neerven, G.J.H. Burgers, Nucl. Phys. **B297** (1988) 429;
erratum Nucl. Phys. **B304** (1988) 921.

[16] E. Gross, B.A. Kniehl, G. Wolf, Z. Phys. **C63** (1994) 417;
erratum Z. Phys. **C66** (1995) 32.

[17] A. Quadt, Jan. 2000, persönliche Mitteilung.

[18] H.Huffel, G.Pocsik, Z. Phys. **C8** (1981) 13;
G.Pocsik, G.Zsigmond, Z. Phys. **C10** (1981) 367.

[19] P. Ferrari, Jan. 2000, persönliche Mitteilung.

[20] S. Heinemeyer, W. Hollik and G. Weiglein, Eur. Phys. J. **C9** (1999) 343.

[21] PYTHIA 5.721 and JETSET 7.408 generators: T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. **82** (1994) 74;
T. Sjöstrand, LU TP 95-20.

[22] G. Marchesini *et al.*, Comp. Phys. Comm. **67** (1992) 465.

[23] The grc4f 1.1 generator: J. Fujimoto *et al.*, Comp. Phys. Comm. **100** (1997) 128.
J. Fujimoto *et al.*, *Physics at LEP2*, CERN 96-01 (1996), Vol.2, 30.

[24] EXCALIBUR generator: F.A. Berends, R. Pittau, and R. Kleiss, Comp. Phys. Comm. **85** (1995) 437.

[25] PHOJET 1.05 generator: E. Budinov *et al.*, *Physics at LEP2*, CERN 96-01 (1996), Vol.2, 216;
R. Engel and J. Ranft, Phys. Rev. **D54** (1996) 4244.

[26] OPAL Collaboration, G. Alexander *et al.*, Z. Phys **C69** (1996) 543.

[27] HZHA generator: P. Janot, *Physics at LEP2*, CERN 96-01 (1996), Vol.2, 309.

[28] M. Carena, M. Quiros, C.E.M. Wagner, Nucl. Phys. **B461** (1996) 407; M. Carena, J.R. Espinosa, M. Quiros, C.E.M. Wagner, Phys. Lett. **B355** (1995) 209.

[29] J.A. Casas, J.R. Espinosa, M. Quiros, A. Riotto, Nucl. Phys. **B436** (1995) 3.

[30] OPAL Collaboration, K. Ahmet *et al.*, Nucl. Inst. and Meth. **A305** (1991) 275.

[31] P.P. Allport *et al.*, Nucl. Inst. and Meth. **A346** (1994) 476;
S. Anderson *et al.*, Nucl. Inst. and Meth. **A403** (1998) 326.

[32] O. Biebel *et al.*, Nucl. Inst. and Meth. **A323** (1992) 169.

[33] J. Gascon, O. Tousignant, M. Boutemeur, *A Method to Identify* π^0 *and* η *Mesons in Hadronic Jets*, OPAL Technical Note TN527 (1997), unpublished.

[34] B.E. Anderson *et al.*, IEEE transactions on Nuclear Science **41** (1994) 845.

[35] OPAL collaboration, K. Ackerstaff *et al.*, Phys. Lett. **B391** (1997) 221.

[36] S. Jadach, E. Richter–Wąs, B.F.L. Ward and Z. Wąs, Comput. Phys. Commun. **70** (1992) 305.

[37] O. Helene, Nucl. Inst. and Meth. **A212** (1983) 319,

[38] A. G. Frodesen, O. Skeggestad and H. Tøfte, *Probability and Statistics in Particle Physics*, Universitetsforlaget, 1979.

[39] K. Desch, M. Schumacher, E. v. Toerne *A Likelihood Selection for Standard Model Higgs Search in the 4-Jet Channel*, OPAL Technical Note TN440 (1996), unpublished.

[40] G. Cowan, *Statistical Data Analysis*, Oxford Science Publications, 1998.

[41] OPAL Technical Note TN449 (1996), unpublished.

[42] OPAL collaboration, G. Abbiendi *et al.*, Eur. Phys. J. **C7** (1999) 407.

[43] F.A. Berends, R. Kleiss, Nucl. Phys. **B260** (1985) 32.

[44] OPAL Collaboration, G. Abbiendi *et al.*, W^+W^- *Production in* e^+e^- *Collisions at 189 GeV*, OPAL Physics Note PN378 (1999), unpublished.

[45] S. Catani and M.H. Seymour, Phys. Lett. **B378** (1996) 287.

[46] B.List, *A Simple Figure of Merit for Searches*, OPAL Technical Note TN619 (1999), unpublished.

[47] N. Brown and W.J. Stirling, Phys. Lett. **B252** (1990) 657;
S. Bethke, Z. Kunszt, D. Soper and W.J. Stirling, Nucl. Phys. **B370** (1992) 310;
S. Catani *et al.*, Phys. Lett. **B269** (1991) 432;
N. Brown and W.J. Stirling, Z. Phys. **C53** (1992) 629.

[48] OPAL Collaboration, M.Z. Akrawy *et al.*, Z. Phys. **C49** (1991) 375.

[49] JADE Collaboration, W. Bartel *et al.*, Z. Phys. **C33** (1986) 23;
JADE Collaboration, S. Bethke *et al.*, Phys. Lett. **B213** (1988) 235.

[50] OPAL collaboration, G. Abbiendi *et al.*, Eur. Phys. J. **C12** (2000) 567.

[51] OPAL Collaboration, K. Ackerstaff *et al.*, Eur. Phys. J. **C2** (1998) 441.

[52] G. Parisi, Phys. Lett. **B74** (1978) 65;
J.F. Donoghue, F.E. Low and S.Y. Pi, Phys. Rev. **D20** (1979) 2759.

[53] R.D. Cousins and V.L. Highland, Nucl. Instr. Meth. **A320**(1992)331.

[54] P. Bock, *Determination of Exclusion Limits for Particle Production using Different Decay Channels with Different Efficiencies, Mass Resolutions, and Backgrounds*, Heidelberg University Preprint HD-PY-96/05 (1996), to be submitted to Nucl. Inst. and Meth.

[55] OPAL Collaboration, G. Alexander *et al.*, Z. Phys. **C73** (1997) 189.

[56] OPAL Collaboration, K. Ackerstaff *et al.*, Phys. Lett. **B393** (1997) 231.

[57] OPAL Collaboration, K. Ackerstaff *et al.*, Eur. Phys. J. **C1** (1998) 425.

[58] OPAL Collaboration, G. Abbiendi *et al.*, *A Flavour Independent Search for the Higgsstrahlung Process in* $\mathrm{e^+e^-}$ *Collisions at* $\sqrt{s} \approx 189$ *GeV* , OPAL Physics Note PN419 (1999), unpublished.

[59] OPAL Collaboration, K. Ackerstaff *et al.*, Eur. Phys. J. **C5** (1998) 19.

[60] OPAL Collaboration, G. Abbiendi *et al.*, *Interpretation of Searches for Neutral Higgs Bosons in Type II Two Higgs Doublet Models*
to be submitted to Eur. Phys. J.**C**.

[61] ALEPH Collaboration, R. Barate *et al.*, *Search for the neutral Higgs bosons of the Standardmodell and the MSSM in* $\mathrm{e^+e^-}$ *collisions at* $\sqrt{s}$=*189* GeV
to be submitted to Eur. Phys. J.**C**.