Ludwig-Maximilians-Universität München

Sektion Physik

Eine Suche nach neutralen Higgs-Bosonen in 4-Jet-Ereignissen am OPAL-Detektor bei einer Schwerpunktsenergie von 183 GeV

Diplomarbeit

von

Thomas Schörner

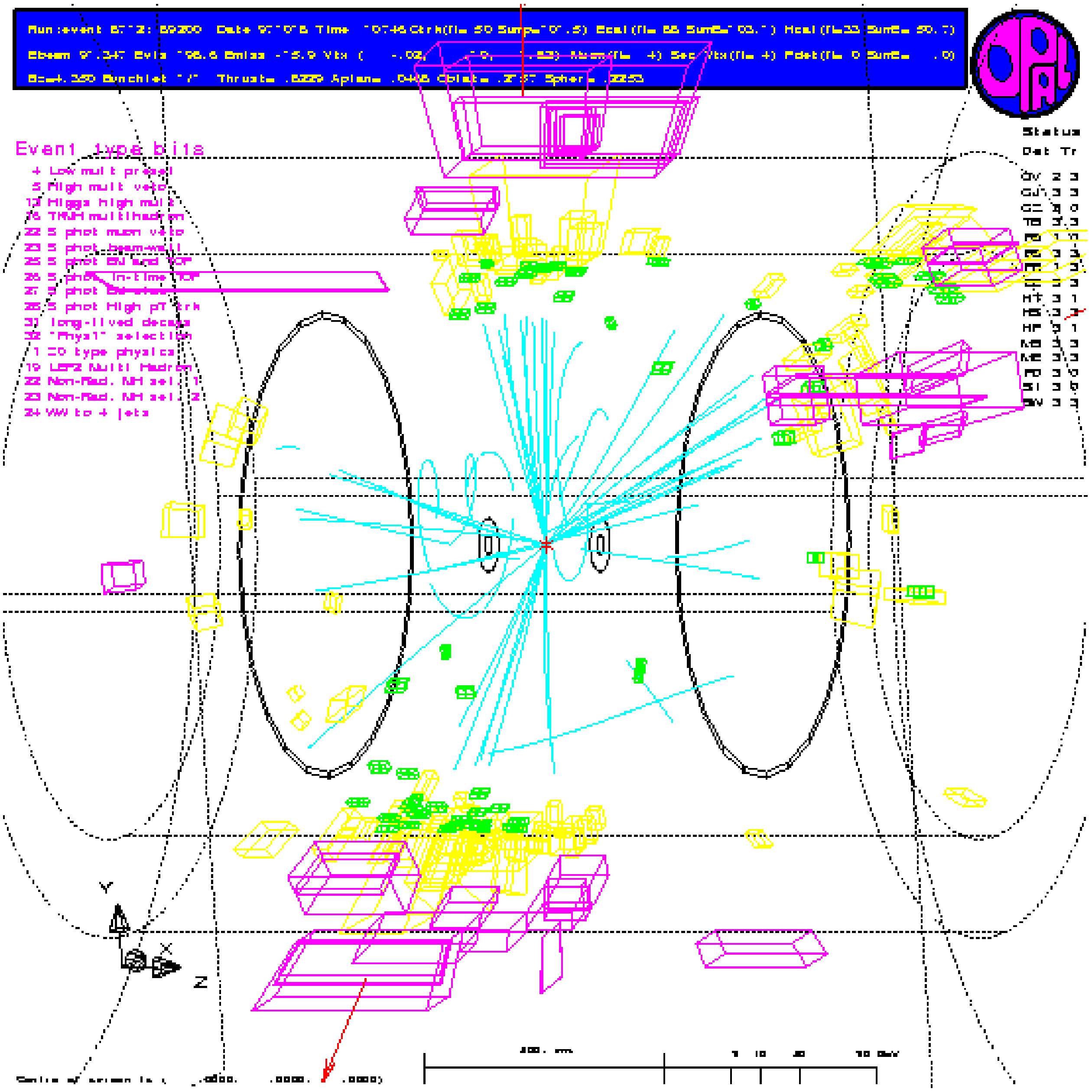
April 1998

Erstgutachterin: Prof. Dr. D. Schaile
Zweitgutachter: Prof. Dr. C. Kiesling

'Ours is hardly the first time in history that physicists have believed themselves close to an enduring understanding of the laws of nature.'
C. Quigg in [16].

'Für die Bewältigung der modernen Weltprobleme und der durch die Wissenschaft überhaupt erst ausgelösten Probleme ist die Wissenschaft selbst gefordert. [...] Und da die Fragen nicht rein wissenschaftlicher Natur sind und die Ursachen fast immer im politisch-ökonomischen Raum liegen, ist ein fühlbares Engagement der Wissenschaftler auch im politischen Raum gefordert.'
E.U. v. Weizsäcker, Erdpolitik, WBV, 4. Auflage, Darmstadt 1994.

Die Abbildung auf der gegenüberliegenden Seite zeigt das Ereignisbild eines der in der vorliegenden Analyse gefundenen Higgs-Kandidaten (Run 8712, Ereignis 89200).


Run:event 8712: 59200 Date 971018 Time 10746 Ctrk(N= 50 Sump= 101.5) Ecal(N= 88 SumE= 103.1) Hcal(N=33 SumE= 50.7)
Ebeam 91.347 Evis 196.6 Emiss -15.9 Vtx (-.02, .10, -.82) Muon(N= 4) Sec Vtx(N= 4) Fdet(N= 0 SumE= .0)
Bz=4.350 Bunchlet 1/1 Thrust=.8229 Aplan=.0448 Oblat=.2137 Spher=.2253
Event type bits
4 Low mult presel
5 High mult veto
13 Higgs high mult
16 TKMH multihadron
22 S phot muon veto
23 S phot beam-wall
25 S phot BW and TOF
26 S phot in-time TOF
27 S phot BW-stat
28 S phot High pT trk
31 long-lived decays
32 "Phys1" selection
1 ZO type physics
19 LEP2 Multi Hadron
22 Non-Rad. MH sel. 1
23 Non-Rad. MH sel. 2
24 WW to 4 jets
Status
Det Tr
CV 2 3
CJ 3 3
CZ 3 0
TO 3 3
PB 1 3
PE 3 3
EB 1 3
EE 3 3
HT 3 1
HS 3 3
HP 3 1
MB 3 3
ME 3 3
FD 3 0
SI 3 0
SW 3 3
Y
X
Z
Centre of screen is (.0000, .0000, .0000)
200. cm
5 10 20 50 GeV

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **1**

2 Das Opal-Experiment **3**
- 2.1 Die Spurkammern 4
- 2.2 Elektromagnetisches Kalorimeter und Time-of-Flight-System 7
- 2.3 Hadronisches Kalorimeter, Myon-Kammern und Forward-Detektor 7
- 2.4 Die Datennahme 9

3 Theoretische Grundlagen **11**
- 3.1 Das Standardmodell 11
- 3.2 Higgs-Physik im Standardmodell 12
  - 3.2.1 Der Higgs-Mechanismus 12
  - 3.2.2 Erzeugung und Zerfall des SM-Higgs 13
  - 3.2.3 Massengrenzen 15
- 3.3 Supersymmetrie und Higgs-Physik 18
  - 3.3.1 Motivation 18
  - 3.3.2 Higgs-Physik im MSSM 19
  - 3.3.3 Erzeugung und Zerfall 19
  - 3.3.4 Massengrenzen 20

4 Vergleich zweier Programme zur Berechnung von Verzweigungsverhältnissen von Higgs-Bosonen **22**
- 4.1 Einleitung 22
- 4.2 Vorgehen 23
- 4.3 Theoretische Grundlagen der Berechnungen 24
- 4.4 Vergleich der Ergebnisse 27
  - 4.4.1 Standardmodell 27
  - 4.4.2 MSSM 30
- 4.5 Zusammenfassung 36

5 Suche nach Higgs-Bosonen **38**
- 5.1 Suchstrategie und vorhandene Analysen 38
- 5.2 Daten und Untergrundsimulation 39

5.3 Spurselektion, Jetfinding, Energiekorrektur 40
    5.3.1 Spur- und Clusterselektion 40
    5.3.2 Jetfinding 41
    5.3.3 Energiekorrektur 42
5.4 Vorselektion 43
5.5 BHEMI: b-Tagging mit neuronalen Netzen 48
    5.5.1 Identifikation sekundärer Zerfallsvertizes 48
    5.5.2 Betrachtung von Formparametern 49
    5.5.3 Bewertung von BHEMI 49
    5.5.4 Der Lepton-Tag 54
    5.5.5 Kombination und Ergebnis 56
5.6 Der 'neue b-Tag' JPNTAG 57
5.7 Der kinematische Fit 57
    5.7.1 Beschreibung des Fits 58
    5.7.2 Fehlerparametrisierung 60
    5.7.3 Anwendung 61
    5.7.4 Kombination des Fits mit dem b-Tag JPNTAG 61
5.8 Die Likelihood-Selektion 63
    5.8.1 Die Likelihood-Technik 63
    5.8.2 Verwendete Variablen 64
5.9 Ergebnisse 69
5.10 Diskussion und Ausblick 75

6 Zusammenfassung **77**

A Vergleich optischer Koppler für das Time-of-Flight-System **79**

B Der SM-Lagrangian **84**

C Das '95%-Konfidenzniveau' **89**

D Die FFREAD-Files **91**

E Die selektierten Ereignisse **94**

Kapitel 1

Einleitung

Die Entstehung der Massen der Eichbosonen und der Fermionen, die in einer Eichtheorie zunächst auf Probleme stößt, ist eine der unbeantworteten Fragen der Elementarteilchenphysik. Das populärste Erklärungsmodell ist der Mechanismus der spontanen Symmetriebrechung, der über die Einführung neuer Felder und deren Wechselwirkung unter Wahrung der Eichinvarianz der Theorie den Eichbosonen und Fermionen Masse verschafft. Eine unabdingbare und experimentell nachweisbare Konsequenz der Einführung dieser zusätzlichen Felder ist das Auftreten eines physikalisch beobachtbaren Spin-0-Teilchens, des Higgs-Bosons.

Der Mechanismus der spontanen Symmetriebrechung hat dabei eine Bedeutung, die weit über das Standardmodell der Teilchenphysik hinausreicht. Sollte z.B. im Energiebereich des e^+e^--Beschleunigers LEP das Higgs-Boson entdeckt werden, so wäre das ein wichtiger Hinweis darauf, daß unterhalb der Planck-Skala das Standardmodell zusammenbricht und neue Physik zutage kommt.

Die bisher ergebnislos verlaufene Suche nach Higgs-Bosonen wird im Wettbewerb zwischen mehreren Experimenten durchgeführt. Derzeit richten sich die Hoffnungen der Higgs-Sucher auf zukünftige Daten von LEP bei sehr hoher Energie ($\sqrt{s} \geq 189$ GeV) und auf den im Jahr 2005 in Betrieb gehenden Protonen-Beschleuniger LHC.

Die vorliegende Arbeit beschreibt eine Suche nach neutralen Higgs-Bosonen des Standardmodells, die in Kollisionen von Elektronen und Positronen in LEP erzeugt worden sein könnten. Die Daten, in denen die Suche durchgeführt wurde, wurden im Sommer und Herbst 1997 mit dem OPAL-Detektor aufgezeichnet.

Das Higgs-Boson des Standardmodells wird bei LEP-Energien dominant in Assoziation mit einem Z^0 produziert; es zerfällt zu gut 80 % in Paare aus b-Quarks, so daß der statistisch wichtigste Kanal für eine Higgs-Suche bei LEP der sog. Vierjet-Kanal $e^+e^- \to Z^0H \to q\overline{q}b\overline{b}$ ist. Der Endzustand dieses Kanals könnte anhand seiner Vierjet-Topologie und der beiden b-Jets identifiziert werden.

Ziel der Arbeit war, eine Steigerung der bisher in OPAL erreichten Selektionseffizienz und -reinheit für diesen Vierjet-Kanal zu erreichen oder zumindest einen effektiven Konsistenztest für die neueste von der OPAL-Kollaboration veröffentlichte Analyse zu erstellen. Dieses Ziel konnte erreicht werden. Es wurde eine Effizienz von über 37 % realisiert, bei einem Verhältnis selektierter Signalereignisse zu selektierten Untergrundereignissen von gut Eins. Bei einer Erwartung von ca. 6.9 Ereignissen aus Untergrundprozessen wurden sechs Kandidaten für HZ-Ereignisse in den Daten selektiert.

Nach einer Vorstellung des OPAL-Detektors in Kap. 2 und einer theoretischen Einführung in das Standardmodell, seine minimal-supersymmetrische Erweiterung MSSM und die Higgs-Physik in Kap. 3 werden in Kap. 4 zwei Programme zur Berechnung von Verzweigungsverhältnissen von Higgs-Bosonen untersucht und verglichen. Diese Berechnungen sind für die Ableitung von Massengrenzen bei Teilchensuchen von großer Bedeutung. Kap. 5 schließlich beschreibt die eigentliche Analyse und die Ergebnisse. In Kap. 6 schließt sich eine Zusammenfassung an.

Kapitel 2

Das Opal-Experiment

Das OPAL-Experiment[1] ist eines der vier Experimente am Elektron-Positron-Speicherring LEP[2] des CERN[3] bei Genf. Es zeichnet sich durch hohe Akzeptanz für die Zerfälle des Z^0 und generell für die Detektion von Zerfallsprodukten nach e^+e^--Kollisionen über einen Raumwinkel von annähernd 4π aus. Der Detektor ist ausführlich an anderer Stelle beschrieben [1, 2, 3, 4, 5], hier soll daher nur kurz auf wichtige Elemente eingegangen werden.

Der OPAL-Detektor besteht aus einem innerhalb eines Magnetfeldes gelegenen System von Spurdetektoren, dem elektromagnetischen Kalorimeter und Time-of-Flight-System, dem hadronischen Kalorimeter, den Myondetektoren und dem Forward-Detektor. Jede dieser Komponenten ist wiederum in mehrere Einzeldetektoren gegliedert. Einen Überblick über den Aufbau des Detektors geben die Abbildungen 2.1 und 2.2.

Das Koordinatensystem des OPAL-Detektors ist wie folgt orientiert: Die x-Achse zeigt vom Detektor aus zum Mittelpunkt von LEP, die z-Achse zeigt in die Richtung des e^--Strahls, r ist der radiale Abstand von der Strahlachse, der Polarwinkel θ wird von der z-Achse aus gemessen und der Azimuthalwinkel ϕ von der x-Achse aus, rotationssymmetrisch um z. Der Winkel θ ermöglicht eine weitere Unterteilung des Detektors in einen Zentralbereich ($|\cos\theta| \leq 0.72$) und einen Endkappenbereich ($|\cos\theta| \geq 0.72$).

---

[1] OPAL = Omni-Purpose Apparatus at LEP = Allzweckmaschine am LEP.

[2] LEP = Large Electron Positron Collider.

[3] European Laboratory for Particle Physics. Ursprung des Akronyms ist die frühere französische Bezeichnung 'Conseil Européen de la Recherche Nucléaire'.

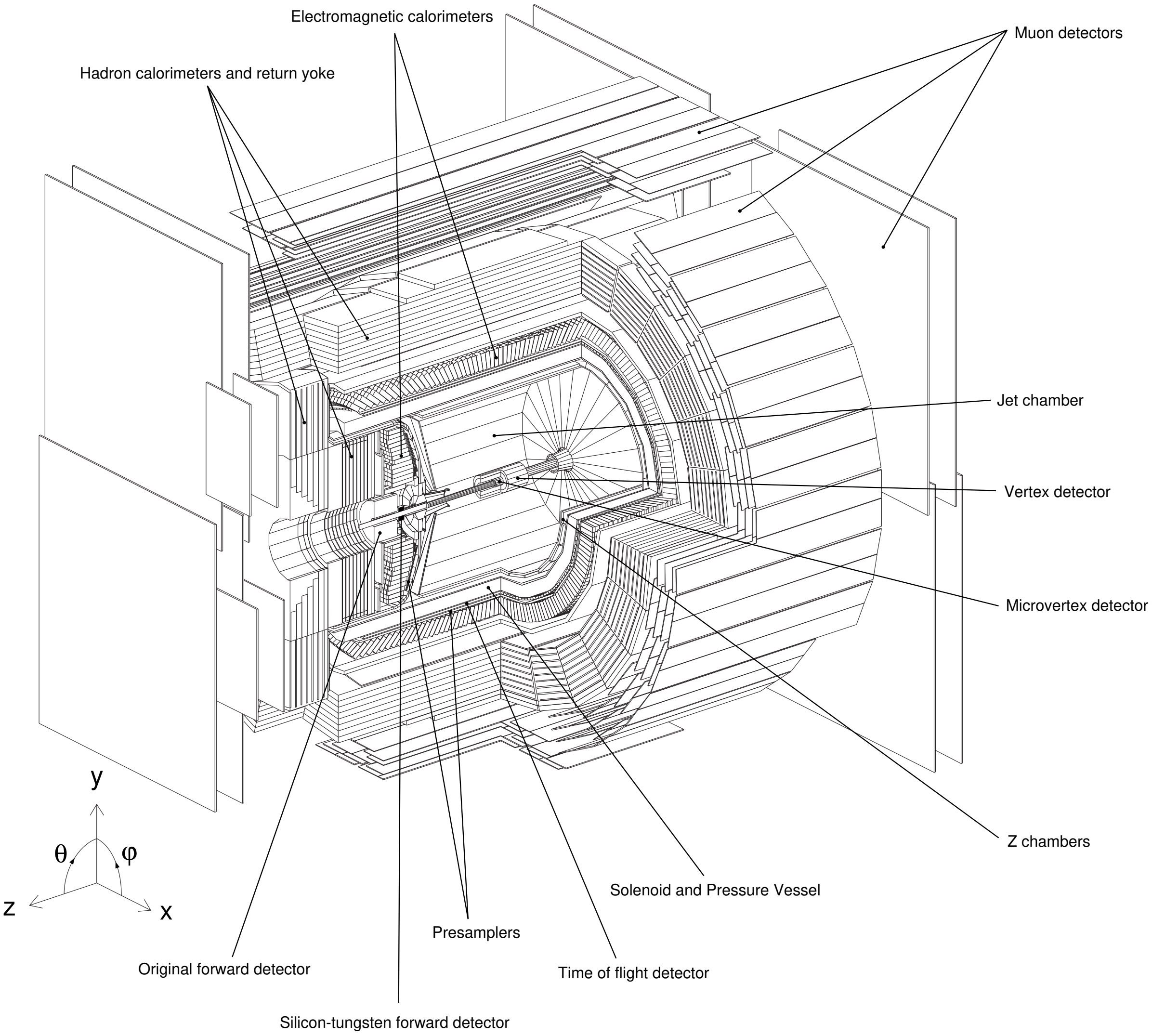


Abbildung 2.1: *Übersicht über den OPAL-Detektor.*

2.1 Die Spurkammern

Die im Inneren des Detektors und im Magnetfeld von 0.435 T gelegenen Detektoren - Silizium-Streifendetektor SI, Vertex-Detektor CV, Jetdriftkammer CJ und Z-Kammern CZ - dienen der Rekonstruktion, Impulsmessung und Identifikation geladener Teilchen und spielen z.B. bei der Rekonstruktion von Teilchenjets und bei der Identifikation sekundärer Zerfallsvertizes eine entscheidende Rolle.

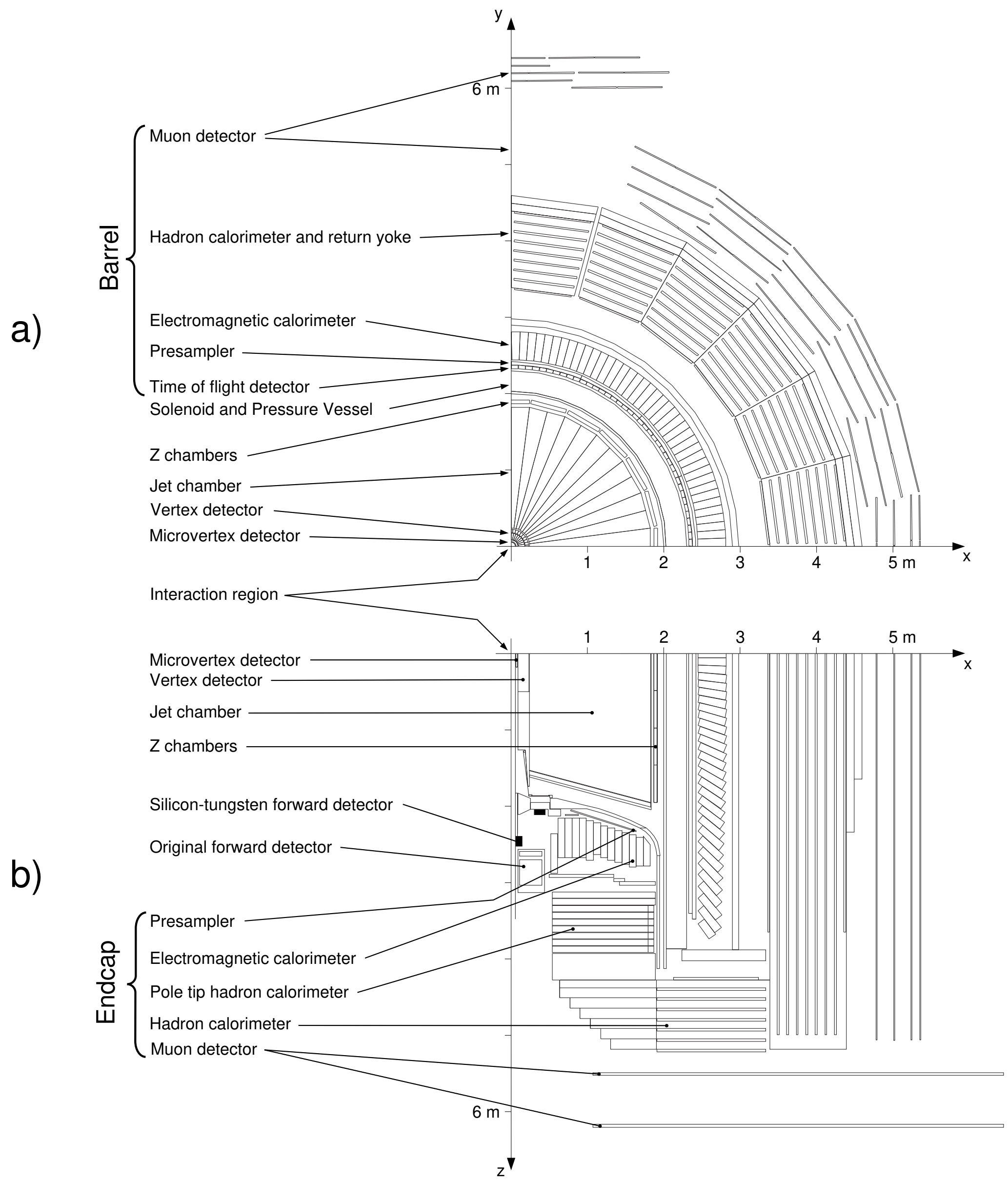


Abbildung 2.2: *Zwei Schnitte durch den OPAL-Detektor. a: Schnitt senkrecht zur Strahlachse; b: Schnitt parallel zum Strahl.*

Der 1994 eingebaute Silizium-Streifendetektor SI der zweiten Generation [2, 3, 4] liegt zwischen dem Beryllium-Strahlrohr und dem Druckbehälter der zentralen Gasdetektoren. Er dient der Spurauflösung in der Nähe des Wechselwirkungspunktes und der Rekonstruktion sekundärer Zerfallsvertizes (also der Zerfälle langlebiger Teilchen mit Zerfallslängen im mm-Bereich). Er besteht aus zwei konzentrischen Zylindern im radialen

Abstand von 61(75) mm vom Strahl, die von 11(14) streifenförmigen Elementen gebildet werden. Auf jedem dieser Elemente befinden sich Streifen in z- bzw. in ϕ-Richtung, so daß eine Ortsauflösung in diesen zwei Dimensionen möglich ist.

Die effektive Ortsauflösung des Detektors beträgt 10 μm in r/ϕ und 15 μm in z [6]. Die Bestimmung der Impaktparameter d_0 und z_0 (der senkrechten Entfernungen einer Teilchenbahn vom Wechselwirkungspunkt in der Ebene senkrecht zum Strahl und in z), die für den in der vorliegenden Analyse verwendeten Mechanismus zur Identifikation von b-Quarks wichtig sind, erfolgt mit den Genauigkeiten $\sigma_{\mathrm{d}_0} = 18$ μm und $\sigma_{\mathrm{d}_0} = 85$ μm [3].

Der Vertex-Detektor CV ist eine konzentrisch um das Strahlrohr und den Silizium-Streifendetektor innerhalb des Druckbehälters liegende zylindrische Driftkammer von 1 m Länge und einem Durchmesser von 470 mm. Durch seine spezielle Drahtkonfiguration verfügt er über eine Ortsauflösung in der r/ϕ-Ebene von 55 μm [6] (1.0 mm in z) und über gute Separationsfähigkeit für verschiedene Spuren in einem Jet. Er unterstützt den Silizium-Streifendetektor bei der Rekonstruktion sekundärer Vertizes.

Die Jetdriftkammer CJ hat die Aufgabe, sowohl eine gute Spurrekonstruktion und Impulsmessung geladener Teilchen zu gewährleisten als auch eine Teilchenidentifikation anhand des spezifischen Energieverlusts (dE/dx) und der Bethe-Bloch-Formel durchzuführen. Sie unterstützt so wesentlich die Rekonstruktion von sog. Jets, also von richtungsgebündelten Teilchenschauern aus Zerfällen hadronischer Teilchen. Die Kammer ist ein etwa vier Meter langer Zylinder mit einem äußeren Durchmesser von 3.7 m und einem inneren Durchmesser von 0.5 m, in dessen Inneren der Vertex-Detektor und der Silizium-Streifendetektor liegen. Sie ist eingeteilt in 24 radiale Sektoren, in denen je eine Ebene aus 159 sensitiven Drähten gespannt ist.

Die durchschnittliche Ortsauflösung von CJ in der r/ϕ-Ebene beträgt 135 μm [1], in der z-Richtung liegt die Auflösung bei 4.5 - 6 cm [6]. Die dE/dx-Auflösung $\sigma_{dE/dx}/(dE/dx)$ liegt bei 2.8 % (für isolierte Myonpaare) bzw. 3.2 % (für minimal ionisierende Pionen in Jets), die Impulsauflösung σ_p/p^2 beträgt etwa $1.4 \cdot 10^{-3}$ GeV^{-1} [6].

Die Aufgabe der zylinderförmig um die Jetkammer angeordneten Z-Kammern CZ besteht in der genauen Bestimmung (Auflösung 300 μm) der z-Koordinate von geladenen Teilchen nach dem Verlassen der Jetkammer. Die Z-Kammern bestehen aus 24 Driftkammern von 4 m Länge und 50 cm Breite. Über Ladungsteilung an den Enden der in r/ϕ verlaufenden Drähte ist auch eine Bestimmung der ϕ-Koordinate des Teilchendurchgangs mit einer Genauigkeit von 1.5 cm möglich [1].

Die Impulsauflösung σ_p/p^2 aller vier Spurkammern beträgt ca. $1.25{\cdot}10^{-3}$ GeV^{-1}, die Auflösungen von d_0 und z_0 liegen bei 16 bzw. 22 μm. Die Auflösung in θ beträgt ca. 1.4 mrad, in ϕ liegt sie bei ca. 0.275 mrad [6].

2.2 Elektromagnetisches Kalorimeter und Time-of-Flight-System

Das elektromagnetische Kalorimeter ECAL umfaßt die als Presampler bezeichneten Streamerkammern und das Bleiglaskalorimeter. Es dient dem Nachweis und der Energiemessung elektromagnetischer Schauer und unterstützt die Teilchenidentifikation und Jetrekonstruktion. Im Zentralbereich besteht das Kalorimeter aus 9440 (2264 in den Endkappen[4]) auf den Wechselwirkungspunkt weisenden Bleiglasblöcken mit 24.6 (22) Strahlungslängen[5], die über Photomultiplier ausgelesen werden. Das elektromagnetische Kalorimeter hat eine Energieauflösung von $\sigma_{\mathrm{E}}/\mathrm{E}=10\%/\sqrt{\mathrm{E[GeV]}}$ bei einer Nachweiswahrscheinlichkeit für Elektronen von 90 % [1].
Das Time-of-Flight-System (TOF) des OPAL-Detektors besteht aus 160 Szintillatoren mit trapezförmigem Querschnitt (Dicke 45 mm) und einer Länge von 6.84 m, die parallel zur Strahlachse mit einem Radius von 2.36 m zylindrisch um den Wechselwirkungspunkt angeordnet sind. Jeder Szintillator wird an beiden Enden von Photomultipliern ausgelesen. Die Aufgabe von TOF besteht darin, schnelle Triggersignale zu generieren und ein schnelles Veto für kosmische Myonen zu liefern. Des weiteren ermöglicht TOF durch seine Zeitauflösung von derzeit etwa 380 ps zusammen mit den Impulsinformationen aus den Spurkammern eine Teilchenidentifikation für Teilchen mit $\beta \leq 0.9$ [7]. Das Time-of-Flight-System liegt in der Zuständigkeit der Münchner Gruppe am OPAL-Experiment. Anhang A beschreibt einen Teil der während dieser Diplomarbeit am TOF-System ausgeführten Arbeiten.

2.3 Hadronisches Kalorimeter, Myon-Kammern und Forward-Detektor

Das hadronische Kalorimeter HCAL mißt die Energie von Teilchen, die nicht im elektromagnetischen Kalorimeter gestoppt werden (Myonen, hochenergetische Hadronen) und unterstützt so die Jetrekonstruktion. Es ist ein Sampling-Kalorimeter und benutzt das Eisenjoch des Magneten als Absorber von etwa vier Wechselwirkungslängen [8]. Die (im Zentralbereich des Detektors) neun aktiven Schichten sind Streamer-Kammern, die in Elemente von 50×50 cm^2 unterteilt sind. Diese beinhalten eine Aluminiumstreifenstruktur auf der dem Wechselwirkungspunkt zugewandten Seite, die der Spurauflösung dient, und kleine aktive Flächen, sog. '*Pads*', auf der vom Strahl abgewandten Seite, die in Türme von neun Etagen, entsprechend den

---

[4] Die Bleiglasblöcke in den Endkappen sind parallel zur z-Achse orientiert; wegen des hier vorhandenen Magnetfeldes werden die Szintillatoren nicht über Photomultiplier, sondern mit Vakuumphototrioden ausgelesen.

[5] Die (materialspezifische) Strahlungslänge X_0 ist definiert als die Strecke, die ein Elektron in einem Material zurücklegen kann, bevor seine Energie auf $\frac{1}{e}$ abgefallen ist.

neun aktiven Detektorlagen, zusammengefaßt werden. Die in den Pads eines Turmes deponierten Energien werden addiert und dienen als Maß für die Energie eines hadronischen Schauers. Die Energieauflösung des Detektors liegt bei ca. 130 $\%/\sqrt{E[GeV]}$ [1].
Die das hadronische Kalorimeter umgebenden Myon-Kammern MB und ME dienen der Identifikation von Myonen und der Reduktion von Untergrunderεignissen aus kosmischen Myonen. Im Zentralbereich besteht der Myondetektor aus 110 großflächigen Driftkammern, von denen je 44 an den Enden (in Strahlrichtung) des Detektors in Form von großen Wänden angebracht sind, und 10 (12) an der Ober(Unter-)seite des Detektors. Die Effizienz der Detektion von Myonen mit Energien über 3 GeV liegt bei annähernd 100 %. Die Ortsauflösung der Spurbestimmung der Myonen liegt bei etwa 1.5 mm in ϕ und 2 mm in z [1].

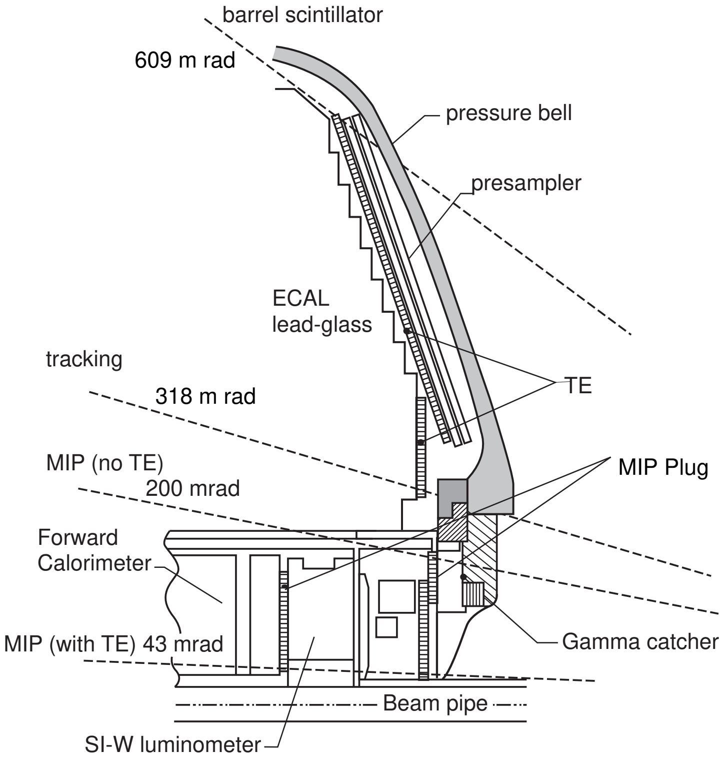


Abbildung 2.3: *Schematische Übersicht über einen Teil der Detektoren in den Endkappen und der Forward-Region.*

Der Forward-Detektor FDET deckt den Raumwinkel für $|\cos\theta| \geq 0.72$ ab; er detektiert Teilchen, die den Detektor unter kleinem Winkel zur Strahlachse passieren, und mißt die Luminosität von LEP. Der Detektor untergliedert sich in mehrere Einheiten (Abb. 2.3), z.B. das Bleiglaskalorimeter, einige Driftkammern, die für die Luminositätsmessung verwendeten Detektoren

(Silizium-Wolfram-Detektor, SW), den 1997 in Betrieb genommenen Trigger der Endkappen (*Tile Endcap*, TE) und einige weitere, siehe [1, 5].

2.4 Die Datennahme

In diesem Abschnitt sollen die generellen Prinzipien einer getriggerten Auslese am Beispiel des Time-of-Flight-Systems (TOF) als einem Bestandteil des OPAL-Detektors deutlich gemacht werden.

Der TOF-Trigger
Die Signale der insgesamt 320 Photomultiplier (PM), die an den Enden der 160 Szintillatoren befestigt sind, werden in Teile von etwa 1/3 und 2/3 gesplittet. Die größeren Anteile werden in *Analog-to-Digital-Convertern* (kurz ADC) aufintegriert. Die kleineren Anteile werden in sog. *Constant Fraction Discriminator*, kurz CFD, geleitet, die eine Bestimmung der zeitlichen Position des Maximums der Ladungsverteilung, die den Photomultiplier verläßt, gestatten. Anschließend werden in *Mean Timern* die Mittelwerte der Zeiten gebildet, die zwischen dem Zeitpunkt der Kollision (BX) und diesem Maximum jeweils für den linken und rechten PM eines Szintillators vergangen sind.

Diese Zeiten ensprechen in etwa den Flugzeiten von Teilchen vom Wechselwirkungspunkt zum Szintillator. Parallel dazu stellen die Zeitpunkte der Maxima der Ladungsverteilungen Stop-Signale für die 320 bei BX gestarteten *Time-to-Digital-Converter* (TDC) dar, die eine exakte Flugzeitbestimmung ermöglichen. Liegt die mittlere Zeit für einen Szintillator innerhalb einer gewissen Zeitspanne nach BX, so wird für den betroffenen Szintillator ein Signal an das *lokale Trigger-Crate* des TOF geschickt. Dieses verknüpft die Signale aller Szintillatoren und schickt bei Vorliegen einer bestimmten Ereignisstruktur ein Signal an das *zentrale Trigger-Crate* von OPAL, um diesem mitzuteilen, daß ein möglicherweise interessanter Prozeß vorliegen könnte (siehe Abb. 2.4).

Der OPAL-Ereignistrigger
Ähnliche Prozesse wie der geschilderte finden für alle Teildetektoren von OPAL statt. Das *zentrale Trigger-Crate* von OPAL verknüpft die einzelnen Informationen aller Teildetektoren und entscheidet, ob im Detektor möglicherweise interessante Physik oder ein Untergrundprozeß (kosmische Myonen, Strahl-Gas-Wechselwirkungen etc.) vorliegt. Kommt es zu der Entscheidung, daß ersteres der Fall ist, so werden alle Teildetektoren aufgefordert, ihre Daten der weiteren Verarbeitung zur Verfügung zu stellen.

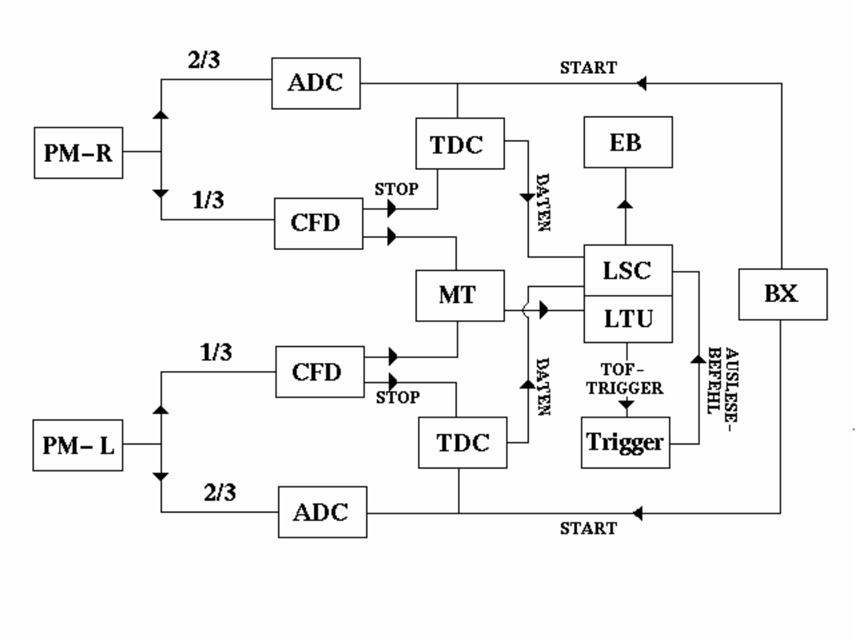


Abbildung 2.4: *Schematische Übersicht über die Datenaufnahme im TOF. MT = Mean Timer, LSC = Local System Crate, LTU = Local Trigger Unit, EB = Event Builder, PM-L/R = linker/rechter Photomultiplier eines Szintillators, Trigger = zentrales Trigger-Crate von OPAL.*

Die Auslese

Fällt im *zentralen Trigger-Crate* die Entscheidung, die Geschehnisse genauer zu untersuchen, so sendet es ein Signal an das *lokale Trigger-Crate* des TOF. Daraufhin werden diejenigen TDCs ausgelesen, bei denen die im zugehörigen ADC aufintegrierte Ladung einen Schwellenwert übersteigt, und die gesammelte Information an einen bestimmten Prozessor, den sog. *Event Builder*, gesandt, der die Daten aller Teildetektoren zu einer genau definierten Ereignisstruktur verbindet. Ein sich im Datenfluß anschließender Prozessor, der sog. *Filter*, stellt eine schnelle Vorselektion der so aufgezeichneten Ereignisse dar; falls er ein Ereignis akzeptiert, wird es im *Online Rope-System*, einem weiteren Computersystem, in eine Form gebracht, die es der Analyse zugänglich macht.

Mit Hilfe dieses Entscheidungssystems werden die bei LEP sehr hohen Ereignisraten selektiert: Eine Kollision von Teilchenbündeln findet ca. alle 22 μm statt; pro Sekunde kommt es zu ca. 140 Strahl-Gas-Wechselwirkungen [8], multihadronische Wechselwirkungen haben auf der Z^0-Resonanz eine Frequenz von ungefähr 1 - 10 Hz und von ca. 0.5 Hz bei 183 GeV. Mit solchen Frequenzen können dann komplette Ereignisse auf Datenträger geschrieben werden.

Kapitel 3

Theoretische Grundlagen

3.1 Das Standardmodell

Das Standardmodell[1] (SM) der Teilchenphysik [9, 10, 11] ist die heute allgemein akzeptierte Grundlage zur Erklärung der Phänomene der elektroschwachen und starken Wechselwirkung. Seine Vorhersagen befinden sich in hervorragender Übereinstimmung mit den experimentellen Daten [12, 13, 14]. Ausgangspunkt der Eichtheorie [15] der elektroschwachen Wechselwirkung ist die lokale Eichgruppe $\mathrm{SU(2)_L \times U(1)_Y}$, die alle vom schwachen Isospin I und von der schwachen Hyperladung Y erzeugten Transformationen der linkshändigen schwachen Isodubletts ψ_L und der rechtshändigen Isosingletts ψ_R beschreibt [16]; die Hyperladung Y ist dabei definiert über $\mathrm{Q} = \mathrm{I}_3 + \frac{1}{2}\mathrm{Y}$ mit der elektrischen Ladung Q und der dritten Komponente des schwachen Isospins I_3. Weiter ist

$$\psi_R = \ell_R \qquad\qquad \psi_L = \begin{pmatrix} \nu_L \\ \ell_L \end{pmatrix} \tag{3.1}$$

mit geladenen Fermionen ℓ und als masselos angenommenen Neutrinos ν [16]. 'L' bzw. 'R' steht dabei für linkshändig bzw. rechtshändig. Die Lagrange-Dichte der Theorie läßt sich schreiben als

$$\mathcal{L}_{\mathrm{SM}} = -\frac{1}{4}\mathbf{G}_{\mu\nu}\mathbf{G}^{\mu\nu} - \frac{1}{4}\mathrm{F}_{\mu\nu}\mathrm{F}^{\mu\nu} + \overline{\psi}\mathrm{i}\gamma_\mu \mathrm{D}^\mu \psi \tag{3.2}$$

mit dem Feldstärketensor $\mathbf{G}_{\mu\nu}$ der $\mathrm{SU(2)_L}$-Eichfelder $\mathbf{W}_\mu$, dem Feldstärketensor $\mathrm{F}_{\mu\nu}$ des $\mathrm{U(1)_Y}$-Eichfeldes B_μ und den kovarianten Ableitungen D_μ. Diese nehmen verschiedene Gestalt für links- bzw. rechtshändige Fermionen

---

[1] Darstellungen des Standardmodells, der Grundlagen von Eichtheorien und des Higgs-Mechanismus finden sich z.B. in [16, 17, 18, 19, 20, 21].

an, da nur die linkshändigen an der schwachen Wechselwirkung teilnehmen:

$$D_L^\mu = \partial^\mu + i\frac{g}{2}(\tau \mathbf{W}^\mu) + i\frac{g'}{2}B^\mu Y_L \tag{3.3}$$

$$D_R^\mu = \partial^\mu + i\frac{g'}{2}B^\mu Y_R \tag{3.4}$$

mit $\mathrm{Y_L}$ = -1, $\mathrm{Y_R}$ = -2, den Pauli-Matrizen τ, der Kopplungskonstante g der schwachen Isospin-Gruppe $\mathrm{SU(2)_L}$ und der Kopplungskonstante g'/2 der Hyperladungsgruppe $\mathrm{U(1)_Y}$ [17].[2]
Eine tiefergehende Analyse der Lagrange-Dichte (3.2) zeigt, daß die von ihr beschriebenen Teilchen, Vektorbosonen und Fermionen, masselos sind, wie es auch das Prinzip der lokalen Eichinvarianz verlangt (siehe z.B. [17]). Im Experiment werden aber drei massive Vektorbosonen ($\mathrm{W^\pm, Z}$) und ein masseloses (das Photon) beobachtet, neben teilweise massiven Fermionen. Die beschriebene Theorie muß also so modifiziert werden, daß drei der Vektorbosonen und die Fermionen Masse erlangen.

3.2 Higgs-Physik im Standardmodell

3.2.1 Der Higgs-Mechanismus

Die gesuchte Modifikation des Standardmodells ist der Higgs-Mechanismus; mit ihm kann man den Vektorbosonen und Fermionen Masse verleihen, ohne die Eichsymmetrie $\mathrm{SU(2)_L \times U(1)_Y}$ zu verletzen [22, 23, 24][3]. In diesem Modell[4] wird die Existenz eines komplexen schwachen Isodubletts ϕ skalarer Felder gefordert,

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix}, \tag{3.5}$$

mit der Lagrange-Dichte

$$\mathcal{L}_{\mathrm{Higgs}} = (\partial_\mu \phi)^\dagger \partial_\mu \phi + \mu^2 \phi^\dagger \phi - \lambda(\phi^\dagger \phi)^2 \tag{3.6}$$

mit $\lambda \geq 0$. Der Ausdruck (3.6) ist invariant unter lokalen Transformationen der $\mathrm{SU(2)_L \times U(1)_Y}$, die Eichinvarianz ist also nicht verletzt [16].
Eine genauere Betrachtung der Potentialterme in (3.6) (der beiden letzten Terme auf der rechten Seite) zeigt, daß der Grundzustand, also der Zustand tiefster Energie, für $\mu^2 \geq 0$ einen von Null verschiedenen Vakuumerwartungswert $< \Phi >$ annehmen kann, der aber unendlich degeneriert ist.

---

[2] Zur genaueren Untersuchung der Lagrange-Dichte des Standardmodells und zur Ableitung der physikalischen Vektorbosonen siehe Anhang B.

[3] Für eine Einführung in das Gebiet der Higgs-Physik siehe [25].

[4] An dieser Stelle wird eine bestimmte Realisierung des Higgs-Mechanismus betrachtet, neben der andere (Technicolor, Compositeness) existieren, siehe z.B. [26, 27, 28].

Durch Festlegung des Vakuums auf einen dieser unendlich vielen möglichen Zustände wird die $\mathrm{SU(2)_L \times U(1)_Y}$-Symmetrie 'spontan gebrochen' [5]. Man wählt z.B.

$$\phi = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \tag{3.7}$$

mit $\mathrm{v}=\sqrt{\mu^2/\lambda}$, entwickelt dann ϕ um dieses Vakuum,

$$\phi = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+H}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \tag{3.8}$$

setzt diesen Ausdruck in (3.6) ein und ersetzt ∂_μ durch die entsprechende kovariante Ableitung D_μ mit schwachem Isospin I = 1/2 und Y = -1. Nach einer kurzen Rechnung (siehe Anhang B, hier werden auch die Fermionen einbezogen) ergeben sich in der Lagrange-Dichte $\mathcal{L} = \mathcal{L}_{SM} + \mathcal{L}_{Higgs}$ unter anderem folgende Terme, die, da sie quadratisch in den Feldern der beschriebenen Teilchen sind, mit Massentermen identifiziert werden können (dabei ist $\mathrm{W}_\mu^\pm = \frac{\mathrm{W}_\mu^1 \mp i \mathrm{W}_\mu^2}{\sqrt{2}}$ und $\mathrm{Z}_\mu = \frac{-\mathrm{g}' \mathrm{B}_\mu + \mathrm{g} \mathrm{W}_\mu^3}{\sqrt{\mathrm{g}^2 + \mathrm{g}'^2}}$):

$$\mathcal{L}_{\mathrm{Masse}} = -\mu^2 \mathrm{H}^2 + \frac{\mathrm{g}^2 \mathrm{v}^2}{8} (|\mathrm{W}_\mu^+|^2 + |\mathrm{W}_\mu^-|^2) + \frac{\mathrm{v}^2 (\mathrm{g}^2 + \mathrm{g}'^2)}{8} |\mathrm{Z}_\mu|^2 \tag{3.9}$$

Man liest ab: $\mathrm{m_H} = \sqrt{2}\mu$, $\mathrm{M_W} = \frac{\mathrm{gv}}{2}$, $\mathrm{M_Z} = \frac{\mathrm{v}\sqrt{\mathrm{g}^2 + \mathrm{g}'^2}}{2} = \frac{\mathrm{M_W}}{\cos\theta}$ mit $\cos\theta = \frac{\mathrm{g}}{\sqrt{\mathrm{g}^2 + \mathrm{g}'^2}}$ [16]. Das physikalische Higgs-Feld H ist der verbleibende Freiheitsgrad des ursprünglichen Dubletts ϕ, dessen drei andere Freiheitsgrade in den Massen $\mathrm{M_W}$ und $\mathrm{M_Z}$ absorbiert wurden. Drei der vier Vektorbosonen der $\mathrm{SU(2)_L \times U(1)_Y}$ haben also Masse erhalten, das vierte, das wie das Z eine Linearkombination aus B_μ und W_μ^3 ist (siehe Anhang B), bleibt masselos und wird mit dem Photon identifiziert; dieses deutet auf die zurückbleibende $\mathrm{U(1)_{em}}$-Symmetrie des Elektromagnetismus hin, die auftritt, sobald die manifeste $\mathrm{SU(2)_L \times U(1)_Y}$-Symmetrie, die vier masselose Eichbosonen erfordern würde, verschwindet.

3.2.2 Erzeugung und Zerfall des SM-Higgs

Das physikalische Higgs-Boson H des Standardmodells kann über zwei verschiedene Prozesse erzeugt werden [29], den *Higgs-Strahlungsprozeß* $\mathrm{e^+e^-} \rightarrow$

---

[5] Siehe z.B. [16], S. 71ff; die 'spontane Symmetriebrechung' bezeichnet einen Zustand, in dem die Lagrange-Dichte eine Symmetrie aufweist, die vom Vakuum, also dem Zustand tiefster Energie, nicht respektiert wird. Im Falle des Higgs-Mechanismus, der die spontane Symmetriebrechung für lokal eichinvariante Theorien beschreibt, ist die Folge das Auftreten von Massen für Vektorbosonen und das Erscheinen zusätzlicher Teilchen, der Higgs-Bosonen.

$Z^{0*} \rightarrow Z^0H^0$ [30] und den Prozeß der *WW-Fusion* $e^+e^- \rightarrow H^0\nu_e\overline{\nu}_e$ [31], siehe Abbildung 3.1.

Der Wirkungsquerschnitt für den Strahlungsprozeß liegt bei etwa 0.3 - 1 pb für eine Masse $m_H \sim \sqrt{s} - 110$ GeV und in der Größenordnung von 0.05 pb bei einer Masse von $m_H \sim \sqrt{s} - 90$ GeV, mit einem stetigen Abfall dazwischen [29]. Die WW-Fusion hat einen v.a. für leichte Higgs-Massen $m_H \leq 100$ GeV bei $\sqrt{s} = 192$ GeV um ca. eine Größenordnung kleineren Wirkungsquerschnitt: So beträgt er für eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 200$ GeV ca. 0.006 pb für eine Higgs-Masse von 100 GeV, im Gegensatz zu einem Wirkungsquerschnitt von ca. 0.3 pb für den Higgs-Strahlungsprozeß [31]. Allerdings wird die WW-Fusion ab $\sqrt{s} = 500$ GeV dominant [31]; jenseits der Schwelle für (on-shell) HZ-Produktion sind beide Prozesse bei LEP-Energien ungefähr gleich bedeutend [29].

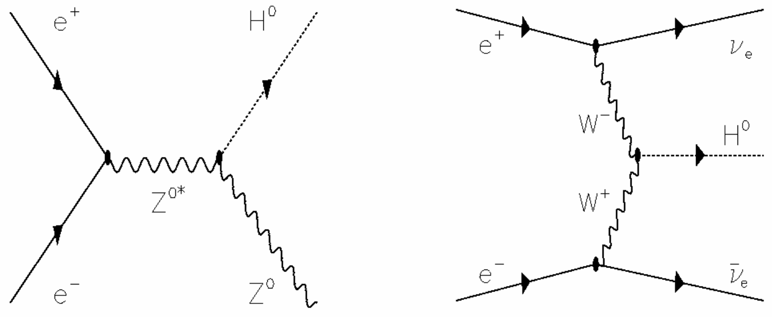


Abbildung 3.1: *Die beiden Produktionsprozesse für das Higgs-Boson des Standardmodells. Links: Higgs-Strahlung; rechts: WW-Fusion.*

Das Standardmodell-Higgs kann in zwei Quarks, zwei Leptonen oder in zwei Vektorbosonen zerfallen. Im Bereich der für LEP relevanten Higgs-Massen findet der Zerfall im wesentlichen in b-Quarkpaare (typisch 84 %) und τ-Paare (typisch 8 %) statt. Die wichtigen Verzweigungsverhältnisse des SM-Higgs sind in Abbildung 3.2 zu sehen. Die Berechungen zu dieser Abbildung wurden mit dem Programm HDECAY gemacht, das in Kap. 4 detailliert vorgestellt wird.

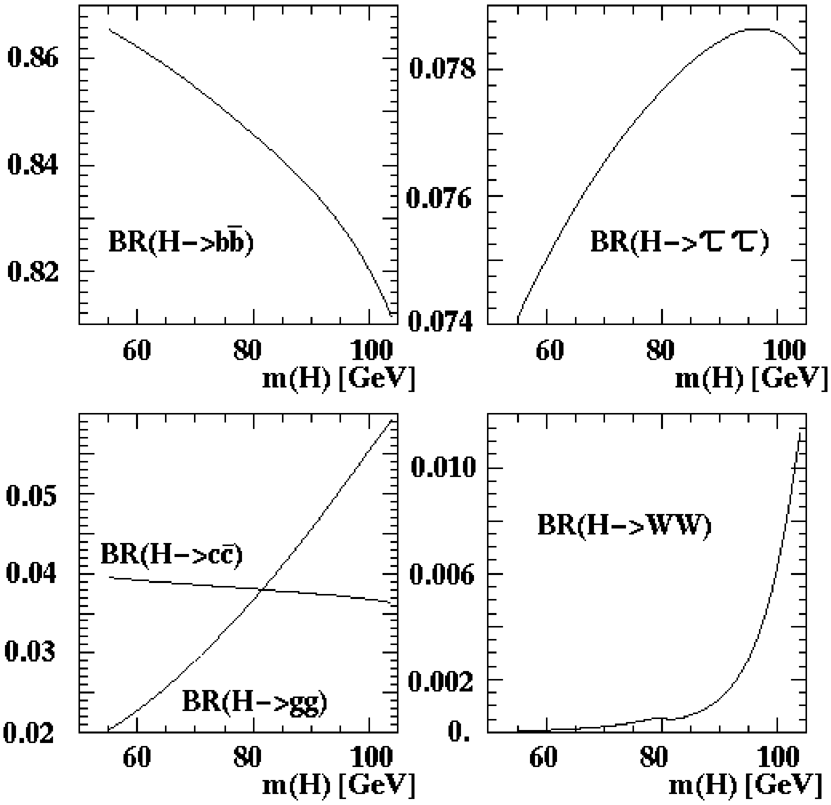


Abbildung 3.2: *Die Verzweigungsverhältnisse der wichtigsten Zerfallskanäle des SM-Higgs.*

An dieser Stelle zeichnet sich eine vielversprechende Suchstrategie nach Higgs-Bosonen ab: die Suche nach b-Quarkpaaren, die aus dem Zerfall des Higgs-Bosons resultieren, und nach zwei weiteren Jets, in die das Z^0 mit einer Wahrscheinlichkeit von ca. 70 % zerfällt [32].

3.2.3 Massengrenzen

Die Masse des Higgs-Bosons des Standardmodells ist kein aus der Theorie folgender Parameter. Sie ist gegeben als eine Funktion des Vakuumerwartungswerts[6] $v = (G_F\sqrt{2})^{-\frac{1}{2}} \sim 246$ GeV und der Kopplung λ, die ein

---

[6] Dieser Wert ergibt sich aus der Kombination des Ausdrucks für die Masse des W-Bosons, $M_W = \frac{gv}{2}$, und der Gleichung $g^2/8 = G_F M_W^2/\sqrt{2}$, die resultiert, wenn man das Standardmodell und die Überlegungen Fermis zur 4-Fermion-Wechselwirkung, die die Wechselwirkung von W-Bosonen bei niedrigen Energien gut beschreibt, vereinbaren möchte [16].

freier Parameter ist: $\mathrm{m_H} = \sqrt{2\lambda}\mathrm{v}$. Es existieren aber theoretische und experimentelle Beschränkungen für $\mathrm{m_H}$ [29, 33].

Theoretische Beschränkungen

Aus theoretischen Überlegungen folgen zwei Beschränkungen für die Higgs-Masse:

Zum einen setzt die Forderung nach *'Vakuumstabilität'* [33, 34, 35] der elektroschwachen Wechselwirkung eine untere Grenze für die Higgs-Masse: Komplexe Überlegungen stellen einen Zusammenhang zwischen der Higgs-Masse $\mathrm{m_H}$, der Masse des Top-Quarks $\mathrm{m_t}$ und der Skala Λ her, bis zu der das Standardmodell gültig ist. Es zeigt sich, daß, falls das Standardmodell seine Gültigkeit bis zu einem Wert $\Lambda = 10^{19}$ GeV behält, sich für eine Top-Masse von 175 GeV eine untere Schranke für die Higgs-Masse von [34]

$$\mathrm{m_H} \geq 138 + 2.1 \cdot [\mathrm{m_t} - 175.6] - 3 \cdot \frac{\alpha_s(\mathrm{M_Z}) - 0.119}{0.004} \mathrm{GeV} \tag{3.10}$$

ergibt. Für $\Lambda \sim 1$ TeV erhält man entsprechend [35]

$$\mathrm{m_H} \geq 72 + 0.9 \cdot [\mathrm{m_t} - 174] - 3 \cdot \frac{\alpha_s(\mathrm{M_Z}) - 0.118}{0.006} \mathrm{GeV}. \tag{3.11}$$

Falls also bei LEP 2 das Higgs gefunden würde ($\mathrm{m_H} \leq 100$ GeV), müßte das Standardmodell seine Gültigkeit unterhalb einer Skala $\Lambda = 10^{19}$ GeV verlieren.

Zum anderen beschränkt die für eine Große Vereinheitlichte Theorie aller Wechselwirkungen (*Grand Unified Theory*, GUT) notwendige Forderung, daß alle Wechselwirkungen bis zur Skala der Vereinigung im perturbativen Bereich bleiben, daß also die Störungstheorie anwendbar bleibt, die Higgs-Masse nach oben [33, 34]. Dabei ist die Skala der Vereinheitlichung als die Skala definiert, bei der alle Eichkopplungen den symmetrischen Wert der vereinheitlichten Theorie annehmen. Das bedeutet speziell, daß auch die Selbstkopplung der Higgs-Bosonen λ eine bestimmte Grenze nicht überschreiten darf, was über die Relation $\mathrm{m_H^2} = 2\lambda \mathrm{v}^2$ zu einer oberen Grenze für $\mathrm{m_H}$ führt. Man findet obere Grenzen von 180 GeV für $\Lambda = \mathrm{M_{GUT}} - \mathrm{M_{Pl}}$[7] und 0.5 - 0.8 TeV für $\Lambda \sim 1$ TeV [34].

Insgesamt ergeben sich die in Abb. 3.3 eingezeichneten Grenzen [33].

---

[7] $\mathrm{M_{GUT}} = 2 \times 10^{16}$ GeV, $\mathrm{M_{Pl}} = 1.2 \times 10^{19}$ GeV [37].

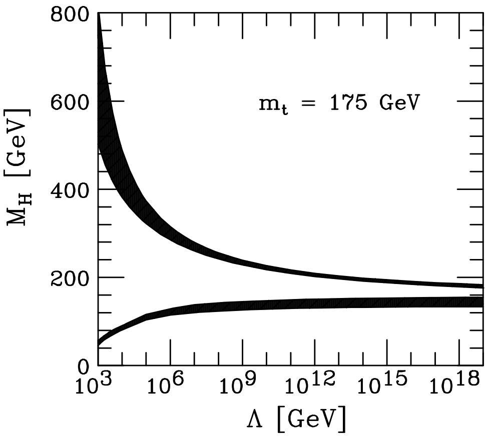


Abbildung 3.3: *Theoretische Massengrenzen und ihre Unsicherheit für das SM-Higgs als Funktion der Skala Λ, bis zu der das Standardmodell seine Gültigkeit behält [33].*

Experimentelle Massengrenzen

Elektroschwache Präzisionsmessungen sind schwach (logarithmisch) von der Higgs-Masse m_H abhängig. Dadurch kann man in Fits die Higgs-Masse als Parameter betrachten und die Güte des Fits als Funktion von m_H bestimmen. Mit dieser Methode ergibt sich eine Higgs-Masse von 115^{+116}_{-66} GeV [14], entsprechend $\log_{10}(m_H/\mathrm{GeV}) = 2.06^{+0.3}_{-0.37}$ und einer oberen Grenze von 229 GeV auf dem 95%-Konfidenzniveau. Diese Schranke wird auch in [34, 39, 40, 41, 42] diskutiert.

Der Betrieb von LEP bei Schwerpunktsenergien von 170 - 172/183 GeV hat die experimentellen unteren Massengrenzen weiter nach oben verschoben. Die aktuellen Grenzen der verschiedenen LEP-Experimente für $\sqrt{s}$ = 183 GeV und der kombinierte Wert (für $\sqrt{s} \leq 172$ GeV, noch existiert kein kombinierter Wert für 183 GeV) sind in der folgenden Tabelle zusammengefaßt [43, 44, 45, 46, 47].

Experiment	Aleph	Delphi	L3	OPAL	kombiniert
$\sqrt{s}$ [GeV]	183	183	183	183	160 - 172
Massengrenze [GeV]	88.6	83.6	87.6	84.2	77.5

Tabelle 3.1: *Massengrenzen für das Higgs-Boson des Standardmodells für die verschiedenen LEP-Experimente.*

3.3 Supersymmetrie und Higgs-Physik

3.3.1 Motivation

Trotz der Vereinbarkeit der Vorhersagen des Standardmodells mit den experimentellen Ergebnissen gibt es einige störende Aspekte an dieser Theorie [26, 34, 48]. Das größte Problem ist dabei mit der Frage verknüpft, wie ein elementares skalares Teilchen eine Masse im Energiebereich der elektroschwachen Symmetriebrechung erhält und nicht durch Strahlungskorrekturen sehr viel schwerer wird (Finetuning-, Naturalness- oder Hierarchie-Problem) [49].

Eine mögliche Lösung dieser Probleme bieten supersymmetrische Theorien ('SUSY'-Theorien, [26, 49, 50, 51, 52, 53])[8]. Diese postulieren die Existenz eines fermionischen 'Superpartners' für jedes aus dem Standardmodell bekannte Boson und eines bosonischen 'Superpartners' für jedes Fermion. Mit diesem Teilchengehalt können sich fermionische und bosonische Beiträge zur Masse des Higgs aufheben und so das Naturalness-Problem vermeiden, zumindest dann, wenn die neue Cut-off-Schwelle, nämlich die Skala, bei der SUSY-Phänomene auftreten, in der Ordnung 1 TeV liegt [51].

SUSY-Theorien haben darüber hinaus weitere Vorzüge [55], die die Vereinigung der Kopplungskonstanten, die Anzahl der freien Parameter der Theorie, die Zerfallsdauer des Protons oder die Erklärung der physikalischen Teilchenmassen oder der dunklen Materie im Universum betreffen. Allerdings wurde bis heute kein SUSY-Teilchen beobachtet, was bedeutet, daß die Supersymmetrie gebrochen sein muß, denn SUSY erfordert gleiche Massen für Teilchen und ihre Superpartner.

Die am gründlichsten untersuchte supersymmetrische Erweiterung des Standardmodells ist das sogenannte minimal-supersymmetrische Standardmodell (MSSM) [56, 57]. Sein Teilchengehalt ist in der folgenden Tabelle aufgelistet.

---

[8] Ein ganz anderer, 'anthropischer' Ansatz zur Lösung des Hierarchie-Problems findet sich in [54].

Spin 0	Spin $\frac{1}{2}$	Spin 1
$\widetilde{\mathrm{q}}$, $\widetilde{\ell}$	q,ℓ	
$\mathrm{H}^{\pm}$	$\widetilde{\chi}_1^{\pm}$, $\widetilde{\chi}_2^{\pm}$	$\mathrm{W}^{\pm}$
h^0, A^0, H^0	$\widetilde{\chi}^0_{1-4}$	γ, Z
	$\widetilde{\mathrm{g}}$	g

Tabelle 3.2: *Teilchengehalt des minimal-supersymmetrischen Standardmodells (MSSM): SUSY-Teilchen sind an der Tilde erkennbar,* q = *Quark,* ℓ = *Lepton,* g = *Gluon. Die SUSY-Partner der SM-Fermionen erhalten ihren Namen durch Voranstellen eines 's' (aus quark wird squark, aus bottom wird sbottom), die Partner der SM-Bosonen erkennt man an der Endung -ino (Gluon - Gluino) - eine Regelung, die allerdings bei strange-Quarks zu sprachlichen Schwierigkeiten führt. Die Spin-1/2-Fermionen erhalten Spin-0-Superpartner; die Partner der Eichbosonen werden zu geladenen (Charginos,* $\widetilde{\chi}^{\pm}$*) und neutralen (Neutralinos,* $\widetilde{\chi}^{0}$*) Fermionen. Daneben gibt es noch die fünf physikalischen Higgs-Bosonen* h^0, A^0, H^0 *und* $\mathrm{H}^{\pm}$.

3.3.2 Higgs-Physik im MSSM

So, wie im Standardmodell ein schwaches Isodublett, das Higgs-Dublett, die elektroschwache Symmetrie bricht, muß man im MSSM zwei solche Dubletts einführen,

$$\phi_i = \begin{pmatrix} \phi_i^{+} \\ \phi_i^{0} \end{pmatrix}, i = 1, 2, \tag{3.12}$$

siehe v.a. [51]. Dabei wird angenommen, daß ϕ_1 nur an down-type Teilchen (d-, s-, b-Quarks, geladene Leptonen), ϕ_2 nur an up-type Teilchen (u-, c-, t-Quarks) koppelt. Im Prozeß der Symmetriebrechung werden drei der acht Freiheitsgrade der beiden komplexen Dubletts von den Massen des $\mathrm{W}^{\pm}$ und des Z^0 absorbiert; zurück bleiben die fünf physikalischen Higgs-Bosonen des MSSM: das leichte (schwere) CP-gerade h^0 (H^0), das CP-ungerade A^0 und die beiden geladenen Bosonen $\mathrm{H}^{\pm}$.

3.3.3 Erzeugung und Zerfall

Die für LEP bedeutsamsten Higgs-Bosonen des MSSM h^0 und A^0 können auf folgenden Wegen produziert werden [29]:

- *Higgs-Strahlung* $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \rightarrow \mathrm{Zh}^0$, wobei gilt:

  $$\sigma_{\mathrm{Zh,MSSM}} = \sin^2(\beta - \alpha) \cdot \sigma_{\mathrm{ZH,SM}} \tag{3.13}$$

  mit dem Verhältnis $\tan\beta$ der Vakuumerwartungswerte der beiden Higgs-Dubletts und dem Mischungswinkel α der CP-geraden Higgs-Bosonen.

- *Assoziierte Paarproduktion* $e^+e^- \to A^0h^0$ mit

$$\sigma_{\rm Ah} = \cos^2(\beta - \alpha) \cdot \overline{\lambda} \cdot \sigma_{\rm ZH,SM} \tag{3.14}$$

  mit einem kinematischen Parameter $\overline{\lambda}$. Das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte dieser beiden Prozesse hängt stark von $\tan\beta$ ab.

- *WW-Fusion*: $e^+e^- \to \nu\overline{\nu}h^0$. Dieser Prozeß ist, wie schon im Standardmodell, im für LEP 2 relevanten Bereich zu vernachlässigen.

Das CP-ungerade Higgs-Boson A^0 kann in erster Ordnung nicht über den Higgs-Strahlungsprozeß oder durch WW-Fusion erzeugt werden. Für kleine $\tan\beta \sim 1.6$ dominiert der Strahlungsprozeß (0.6 pb gegenüber 0.02 pb für $\sqrt{\rm s}$ = 192 GeV, $\rm m_h$ = 70 GeV und $\rm m_t$ = 175 GeV), wohingegen für große $\tan\beta \sim 50$ vor allem für kleine Higgs-Massen $\rm m_H \leq 95$ GeV die assoziierte Paarproduktion den größeren Beitrag zum gesamten Wirkungsquerschnitt leistet (0.2 pb gegenüber 0.6 fb für $\sqrt{\rm s}$ = 192 GeV, $\rm m_h$ = 70 GeV und $\rm m_t$ = 175 GeV) [29].

Ein Überblick über die verschiedenen Zerfallsmodi der MSSM-Higgs-Bosonen kann in Kap. 4 und in [29] gefunden werden (siehe auch [58]). Fast durchweg ist der Zerfall nach b-Quarks der dominante Prozeß, so daß wie schon im SM die Suche nach b-Quarks im Endzustand eine erfolgversprechende Strategie bei der Suche nach Higgs-Bosonen des MSSM ist.

3.3.4 Massengrenzen

Aufgrund ähnlicher Beschränkungen wie im SM und anderer Überlegungen lassen sich für die Higgs-Bosonen des MSSM folgende Massengrenzen abschätzen:

- Auf Tree-Level gilt: $\rm m_{h^0} \leq \min(m_{Z^0}, m_{A^0}) \cdot |\cos(2\beta)|$ [52]. Unter Einschluß radiativer Korrekturen verschiebt sich diese obere Grenze nach ca. $\rm m_{h^0} \leq 130$ GeV [51, 52] (bzw. $\rm m_{h^0} \leq 150$ GeV, wenn alle SUSY-Teilchen als leichter als 1 TeV angenommen werden und verlangt wird, daß alle Kopplungen der Theorie bis zur Vereinheitlichungsskala im perturbativen Bereich bleiben [51]).

- Für eine Skala $\rm M_S$ der Supersymmetrie im Bereich 10^8 GeV $\leq \rm M_S \leq$ 10^{16} GeV gilt: 120 GeV$\leq \rm m_{h^0} \leq$ 160 GeV [59].

- Vor kurzer Zeit wurde ein Artikel veröffentlicht, dessen Autoren für ein bestimmtes Szenario im MSSM eine obere Grenze für das leichte CP-gerade Higgs-Boson von 97±2 GeV angeben, was die Möglichkeit einer Entdeckung bei LEP 2 eröffnen würde [60, 61]. Auch andere Autoren [62] haben kürzlich Berechnungen durchgeführt, die nahelegen, daß der gesamte für das leichte CP-gerade Higgs-Boson zugängliche Phasenraum mit LEP 2 abgedeckt werden könnte.

- Experimentelle Grenzen sind signifikant von der Wahl der MSSM-Parameter abhängig. Unter bestimmten Bedingungen erhält die OPAL-Kollaboration untere Grenzen auf dem 95%-Konfidenzniveau von $m_{h^0} \geq 70.0$ GeV bzw. $m_{A^0} \geq 70.5$ GeV [46].
- Für die Ableitung von Massengrenzen für MSSM-Higgs-Bosonen aus Fits an Daten siehe auch [63].

Kapitel 4

Vergleich zweier Programme zur Berechnung von Verzweigungsverhältnissen von Higgs-Bosonen

4.1 Einleitung

Bei der Suche nach einem neuen Teilchen spielt die Ableitung von unteren Massengrenzen für dieses Teilchen eine entscheidende Rolle - zumindest, wenn man davon ausgeht, daß eventuelle Kandidaten fluktuierender Untergrund sind (siehe auch Anhang C).

Die Ableitung einer Massengrenze erfolgt über den Vergleich zweier Kurven:

- die aufgrund eines Modells (z.B. des Standardmodells) theoretisch vorhergesagte Anzahl der erwarteten Ereignisse als Funktion der Masse des Teilchens und
- die Kurve, die das 95%-Konfidenzniveau relativ zur Anzahl der beobachteten Kandidaten beschreibt, wiederum als Funktion der Teilchenmasse.

Zur Bestimmung der zweiten Kurve gibt es verschiedene Methoden, z.B. auf der Grundlage der Poisson-Statistik [32]. Neuerdings existiert in der OPAL-Kollaboration eine weitere Methode, mit deren Hilfe auch die Kombination der Ergebnisse verschiedener Experimente, Schwerpunktsenergien oder Zerfallskanäle möglich ist [64]. Die erste der oben erwähnten Kurven berechnet sich zu

$$\mathrm{N}_{\mathrm{exp}} = \mathcal{L} \cdot \sigma \cdot \epsilon \cdot \mathrm{BR}, \tag{4.1}$$

wobei N_{exp} die Anzahl der theoretisch erwarteten Ereignisse als Funktion der Masse des gesuchten Teilchens ist. $\mathcal{L}$ ist die integrierte Luminosität, σ der Produktionswirkungsquerschnitt eines bestimmten Zustandes (z.B. ZH für den Higgs-Strahlungsprozeß), ϵ die kombinierte Effizienz von Detektor und Analyse und BR das Verzweigungsverhältnis in den beobachteten Endzustand (z.B. ZH $\rightarrow$ $q\overline{q}b\overline{b}$). Dabei sind σ, ϵ und BR ebenfalls Funktionen der Masse.

Aus Gleichung (4.1) geht hervor, daß die Bestimmung von Verzweigungsverhältnissen von großer Bedeutung für die Ableitung von Massenschranken ist. Diese Berechnung erfordert eine exakte Behandlung von QCD- und elektroschwachen Korrekturen und die Kenntnis der Abhängigkeit der Quarkmassen und der starken Kopplungskonstante α_S von der Energie.

Im folgenden werden zwei Programme zur Berechnung der Verzweigungsverhältnisse von Higgs-Bosonen des Standardmodells (SM) und seiner minimal-supersymmetrischen Erweiterung (MSSM) verglichen:

- HZHA, das bis jetzt in der OPAL-Kollaboration im Rahmen von Higgs-Analysen verwendet wird, und

- HDECAY, ein relativ neues Programm, das alle derzeit verfügbaren Korrekturen zu Higgs-Zerfällen beinhaltet.

Der Aufbau des Kapitels orientiert sich dabei an [65], hier können auch zusätzliche Details gefunden werden.

4.2 Vorgehen

HDECAY[1] ist ein 'stand-alone'-Programm, das gut dokumentiert ist [58, 66]. Es besteht aus zwei Teilen: dem eigentlichen Programm HDECAY.F und einem FFREAD-File HDECAY.IN, aus dem physikalische Konstanten, Parameter für Standardmodell und MSSM und Flags für verschiedene Berechnungsmodi eingelesen werden. Um die Untersuchung verschiedener Bereiche des Parameterraumes einfacher zu gestalten, wurde das Programm modifiziert: Für das Standardmodell wurde eine Schleife über die Masse des Higgs-Bosons m_H, für das MSSM eine über die Masse m_A des CP-ungeraden Higgs-Bosons und eine über das Verhältnis $\tan\beta$ der Vakuumerwartungswerte der beiden Higgs-Dubletts inkorporiert.
Außer einem sehr kurzen Überblick [67] gibt es keine Dokumentation für HZHA. Da HZHA im Grunde ein Monte-Carlo-Generator ist, wurde der Teil, der die Verzweigungsverhältnisse der Higgs-Bosonen berechnet,

---

[1] HDECAY: http://wwwcn.cern.ch/~mspira/prog
HZHA: http://alephwwwcn.cern.ch/~janot/Generators.html

separiert. Auch hier enthält ein zweites File, HZHA.FFREAD, Angaben zu physikalischen Größen, Parametern, zu berechnenden Verzweigungsverhältnissen etc. Analog zu den Veränderungen in HDECAY wurden auch in HZHA Schleifen zum Abtasten des Parameterraumes eingebaut. Die Geschwindigkeit des Programms liegt je nach Wahl der Optionen um einen Faktor 10 - 20 unter der von HDECAY.

Für die Untersuchung des Verhaltens im Standardmodell wurden 11 Verzweigungsverhältnisse und die totale Breite des Higgs-Bosons für 50 verschiedene Higgs-Masse zwischen 55 GeV und 104 GeV berechnet und in Ntupeln abgespeichert. Im Falle des MSSM wurden alle Verzweigungsverhältnisse der CP-geraden Bosonen h^0 und H^0 und des CP-ungeraden Bosons A^0 und ihre Breiten an 9999 Punkten des Parameterraumes berechnet; dabei wurde $\mathrm{m_A}$ zwischen 25 GeV und 125 GeV und $\tan\beta$ zwischen 1.1 und 50.1 variiert. Die in den Berechnungen verwendeten Optionen der FFREAD-Files finden sich im Anhang C. Die sich ergebenden Ntupel wurden dann systematisch auf Unterschiede untersucht.

4.3 Theoretische Grundlagen der Berechnungen

Bevor die Unterschiede der Ergebnisse der beiden Programme betrachtet werden, soll in diesem Abschnitt die zugrundeliegende Theorie untersucht werden - exemplarisch am Beispiel des dominanten und für LEP2 interessantesten Zerfalls, den des Higgs-Bosons des Standardmodells in b-Quarks. Der Formalismus, der in HDECAY vorliegt, ist bis auf kleinere Abweichungen in [58] dokumentiert. Dort und in [66] werden auch die Details aufgezählt, die das Programm gegenüber HZHA vollständiger machen, u.a. der Einschluß von Off-shell-Zerfällen, QCD-Korrekturen bis zur Ordnung $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$ und eine Interpolation zwischen den Regionen massiver und masseloser Quarks. Da der Inhalt von HZHA nicht dokumentiert ist, mußten alle Informationen aus dem Programm selber entnommen werden.

- **genereller Formalismus:** In HDECAY wird das Verzweigungsverhältnis $\Gamma(\mathrm{H_{SM}} \to \mathrm{b\overline{b}})$ als Interpolation zwischen dem Bereich, in dem die Quarkmassen gegenüber der Higgs-Masse vernachlässigt werden können, und dem Gebiet massiver Quarks berechnet:

  $$\Gamma_{\mathrm{HDECAY}} = (2\frac{\mathrm{M_b}}{\mathrm{M_H}})^2\Gamma_1 + (1-2\frac{\mathrm{M_b}}{\mathrm{M_H}})^2\Gamma_2, \qquad (4.2)$$

  wobei $\mathrm{M_b}$ die Polmasse des b-Quarks ist. Der Term für massive Quarks Γ_1 hat kein Äquivalent in HZHA; er soll daher nicht näher betrachtet werden. Der masselose Term Γ_2 lautet

$$\begin{aligned}\Gamma_2 =& \frac{3G_F M_H m_b^2}{4\pi\sqrt{2}}(1-4\frac{m_b^2}{M_H^2})^{\frac{3}{2}} \cdot \\ & \cdot HSELF \cdot ELWEAK \cdot QCD,\end{aligned} \tag{4.3}$$

mit der laufenden b-Quarkmasse $\mathrm{m_b}$ an der Skala der Higgs-Masse. Dabei umfaßt der Term HSELF aus der Higgs-Selbstwechselwirkung resultierende elektroschwache Korrekturen, der Term ELWEAK alle anderen elektroschwachen Korrekturen und der Term QCD alle berechneten QCD-Korrekturen.
Die Struktur des Verzweigungsverhältnisses in HZHA ist ähnlich:

$$\begin{aligned}\Gamma =& \frac{3\alpha_{QED} m_b^2 4\pi M_H}{32 s^2 \pi M_Z^2 (1-s^2)}(1-\frac{3G_F M_t^2}{8\pi^2\sqrt{2}}) \cdot \\ & \cdot (1-4\frac{m_b^2}{M_H^2})^{\frac{3}{2}} \cdot ELWEAK \cdot QCD.\end{aligned} \tag{4.4}$$

Dabei ist $\mathrm{s}^2 = \sin^2\theta_\mathrm{W}$. Der Term ELWEAK beinhaltet wiederum alle elektroschwachen Korrekturen, der Term QCD die QCD-Korrekturen. Die ersten beiden Terme von Gleichung (4.4) können mit Hilfe von [68], S.37ff in den ersten Term von Gleichung (4.3) umgewandelt werden. Aufgrund des Fehlens der Higgs-Selbstwechselwirkung, der nur in HDECAY vorgenommenen Interpolation zwischen den Bereichen massiver und masseloser Quarks und der größeren Genauigkeit der Fermi-Konstante $\mathrm{G_F}$ gegenüber α_{QED} ist HDECAY an dieser Stelle etwas genauer als HZHA.

- **laufende Quarkmassen:** Beide Programme benutzen die gleiche Formel zur Berechnung der laufenden b-Quarkmasse an einer Skala μ:

$$\begin{aligned}m_b(\mu) =& \frac{M_b}{1+\frac{4}{3}\frac{\alpha_s(\mu)}{\pi}+K_b(\frac{\alpha_s(\mu)}{\pi})^2} \cdot \\ & \cdot \frac{(\frac{23}{6}\frac{\alpha_s(\mu)}{\pi})^{\frac{12}{23}}[1+1.175\frac{\alpha_s(\mu)}{\pi}+1.501(\frac{\alpha_s(\mu)}{\pi})^2]}{(\frac{23}{6}\frac{\alpha_s(M_b)}{\pi})^{\frac{12}{23}}[1+1.175\frac{\alpha_s(M_b)}{\pi}+1.501(\frac{\alpha_s(M_b)}{\pi})^2]}.\end{aligned} \tag{4.5}$$

Der Koeffizient K_b entspricht

$$\mathrm{K_b} = 16.11 - 1.04\sum_\mathrm{i}(1-\frac{\mathrm{M_i}}{\mathrm{M_b}}). \tag{4.6}$$

Der Index i läuft über alle Quarks, die leichter als b sind (u,d,s,c).

- **laufende QCD-Kopplungskonstante:** Die Variation der starken Kopplungskonstante α_S mit der Skala μ wird in beiden Programmen auf verschiedene Weise berechnet. Für HDECAY lautet die entsprechende Formel

$$\alpha_s(\mu) = 12\pi(23\log\frac{\mu^2}{\Lambda^2})^{-1}[1 - 0.65784499\log(\log\frac{\mu^2}{\Lambda^2})\frac{1}{\log\frac{\mu^2}{\Lambda^2}}] \qquad (4.7)$$

mit Λ=0.2262. Das ist eine Next-to-Leading-Order-Formel, die konsistent ist mit der Ordnung der Terme, die zur Bestimmung der Quarkpolmassen an die laufenden Quarkmassen gefittet wurden.
Die HZHA-Formel lautet

$$\begin{aligned}\alpha_s(\mu) =& (3.83\log\frac{\mu}{0.208})^{-1}\cdot \\ &\cdot[1 - 1.260869565(3.83\log\frac{\mu}{0.208})^{-1}\log(2\log\frac{\mu}{0.208}) + \\ &+ (3.83\log\frac{\mu}{0.208})^{-2}[[\log(2\log\frac{\mu}{0.208})]^2 - \\ &- \log(2\log\frac{\mu}{0.208}) - 1] + 1.474788647].\end{aligned} \qquad (4.8)$$

Das entspricht einer Next-to-Next-to-Leading-Order-Formel mit einem Λ von 0.208.

- **elektroschwache Korrekturen:** Sie haben in beiden Programmen die gleiche Gestalt, mit einem (kleinen) Unterschied in der Definition des Weinberg-Winkels und verschiedener Skalenwahl für α_{QED}: HDECAY benutzt $\alpha = \frac{1}{137}$, HZHA wählt α an der Skala der Higgs-Masse.

$$\begin{aligned}ELWEAK = 1 &+ \frac{3\alpha_{QED}}{2\pi 9}(\frac{3}{2} - \log\frac{M_H^2}{m_b^2}) + \\ &+ \frac{G_F}{8\pi^2\sqrt{2}}(M_t^2 + M_W^2(3\frac{\log(c^2)}{s^2} - 5) + \\ &+ M_Z^2(\frac{1}{2} - 3(1 - 4s^2\frac{1}{3})^2)).\end{aligned} \qquad (4.9)$$

- **QCD-Korrekturen:** Die vollständigen QCD-Korrekturen von HDECAY findet man in [58]. Es handelt sich um 3-Loop-Korrekturen der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$.
  Die HZHA-Korrekturen sind weniger vollständig; sie berücksichtigen nur $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$-Beiträge:

$$\begin{aligned}QCD_{HZHA} =& 1 + (\frac{17}{3} - 40(\frac{M_b}{M_H})^2)\frac{\alpha_s(M_H)}{\pi} + \\ &+ 29.1469(\frac{\alpha_s(M_H)}{\pi})^2.\end{aligned} \qquad (4.10)$$

- **Selbstwechselwirkungs-Korrekturen der Higgs-Bosonen:** Dieser Term liegt nur in HDECAY vor; er lautet

$$HSELF = 1 + 2.117203 \frac{G_F M_H^2}{16\pi^2\sqrt{2}} - 32.6567 (\frac{G_F M_H^2}{16\pi^2\sqrt{2}})^2. \qquad (4.11)$$

- **Quark-Polmassen:** Die Polmassen, die für die Berechnungen in HDECAY verwendet wurden, sind $\mathrm{M_b} = 4.87$ GeV, $\mathrm{M_c} = 1.64$ GeV, $\mathrm{M_t} = 175$ GeV; die laufende Strange-Masse an einer Skala von 1 GeV wurde zu 190 MeV gewählt. HZHA benutzt für die drei schwersten Quarks dieselben Massen, wählt aber die Strange-Polmasse zu 150 MeV. Dies und die Wahl der Polmassen von u- und d-Quark ($\mathrm{M_u}$=5 MeV, $\mathrm{M_d}$=10 MeV) in HZHA ist nach [69] nicht korrekt.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die wesentlichen Formeln (4.3, 4.4) ähnlich sind, mit Unterschieden in der Höhe der Ordnung der QCD-Korrekturen, in den Definitionen der laufenden starken Kopplungskonstante, den Polmassendefinitionen, der Behandlung der Selbstwechselwirkung der Higgs-Bosonen und der Behandlung der elektroschwachen Kopplungskonstante. Die Untersuchung im nächsten Abschnitt wird die Auswirkung der einzelnen Abweichungen beleuchten und weitere Unterschiede, vor allem im Zusammenhang mit den Berechnungen der Variablen im MSSM, zeigen.

4.4 Vergleich der Ergebnisse

4.4.1 Standardmodell

Die wichtigeren Verzweigungsverhältnisse des Higgs-Bosons des Standardmodells sind in Abbildung 4.1 als Funktion der Higgs-Masse dargestellt. Der (absolute) Unterschied in den Verzweigungsverhältnissen zwischen den beiden Programmen beträgt etwa 1 % für die Zerfälle nach b- und c-Quarks und W-Bosonen. Für die Zerfälle in Gluonen, τ und in nicht dargestellte Zerfallskanäle sind die Unterschiede sehr viel kleiner. Erwähnenswert ist der Unterschied für den Zerfall in s-Quarks: Obwohl der absolute Unterschied winzig ist, ist die relative Differenz gewaltig: Zwischen den beiden Ergebnissen liegen sieben Größenordnungen (10^{-4} verglichen mit 10^{-11}), was sich wohl auf die im vorangehenden Abschnitt besprochene unterschiedliche Wahl der Strange-Masse zurückführen läßt. Die Differenz zwischen den berechneten totalen Zerfallsbreiten des Higgs, dargestellt im letzten Bild in Abbildung 4.1, beträgt typischerweise 0.1 MeV.

Am Beispiel des Verzeigungsverhältnisses in den b-Kanal wurden die Auswirkungen verschiedener Berechnungsoptionen in HDECAY.IN untersucht und mit dem Ergebnis von HZHA verglichen. Es zeigt sich, daß HDECAY für niedrige Higgs-Massen sensitiv für den Einschluß von

Termen höherer Ordnung für die laufenden Quarkmassen wird (Flag NNLO); für höhere Higgs-Massen dagegen zeigt sich eine Abhängigkeit vom Einschluß/Ausschluß von Off-shell-Zerfällen (Flags OFF-SHELL und ON-SH-WZ). Die Verwendung der Interpolation zwischen den Regionen masseloser und massiver Quarks und der Selbstkopplungsterm des Higgs-Bosons haben nur geringen Einfluß auf das Verzeigungsverhältnis.

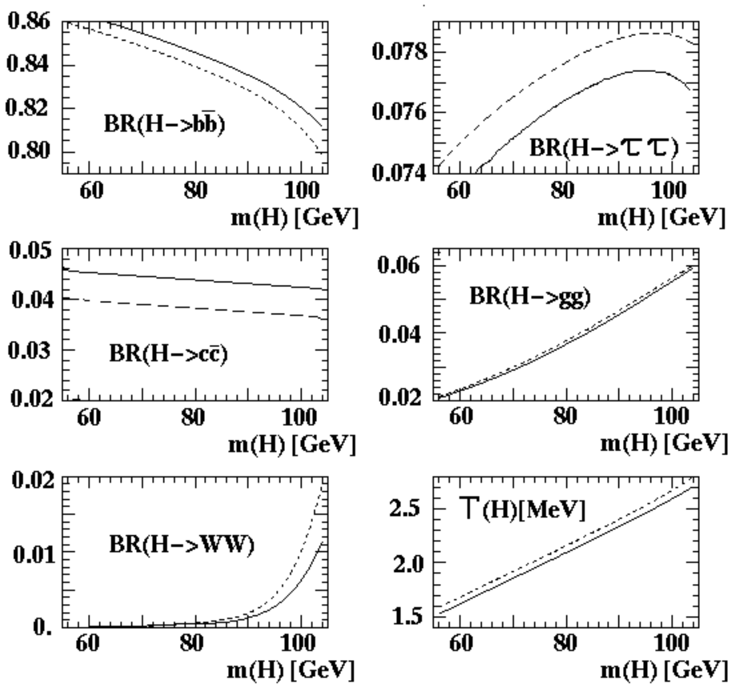


Abbildung 4.1: *Vergleich der wichtigen Verzweigungsverhältnisse des SM-Higgs-Bosons. Gestrichelte Kurve: HDECAY; durchgezogene Linie: HZHA.*

Der Vergleich der laufenden b-Quarkmassen an der Skala der Higgs-Masse in Abbildung 4.2 zeigt gute Übereinstimmung des Kurvenverlaufs bei einem systematisch um ca. 10 MeV höheren HZHA-Wert.

Die Berechnung der Unterschiede der mit den beiden Methoden erreichbaren Massengrenzen erfolgte unter den Voraussetzungen der Analyse im Vierjet-Kanal bei 170 - 172 GeV [70], also mit einer integrierten Luminosität von 10.4 pb^{-1} und einer Effizienz von 28.4 %. Der Wirkungsquerschnitt für den bei diesen Energien einzig relevanten Higgs-Strahlungsprozeß $\mathrm{e}^{+}\mathrm{e}^{-} \rightarrow \mathrm{ZH}$ wurde mit HZHA berechnet. Das Verzweigungsverhältnis $\mathrm{Z} \rightarrow \mathrm{q}\overline{\mathrm{q}}$ beträgt 69.9 % [32]. Die Verzeigungsverhältnisse $\mathrm{H} \rightarrow \mathrm{b}\overline{\mathrm{b}}$ entstammten den mit

HZHA und HDECAY berechneten Ntupeln. Das 95%-Konfidenzniveau für keinen (einen) beobachteten Kandidaten wurde mit Hilfe der Poisson-Verteilung berechnet, wobei das Fehlen von Untergrund angenommen wurde. Die für den Zerfall des Higgs-Boson des Standardmodells in b-Quarks erhaltenen Werte sind in Tabelle 4.1 dargestellt; die Unterschiede sind sehr gering.

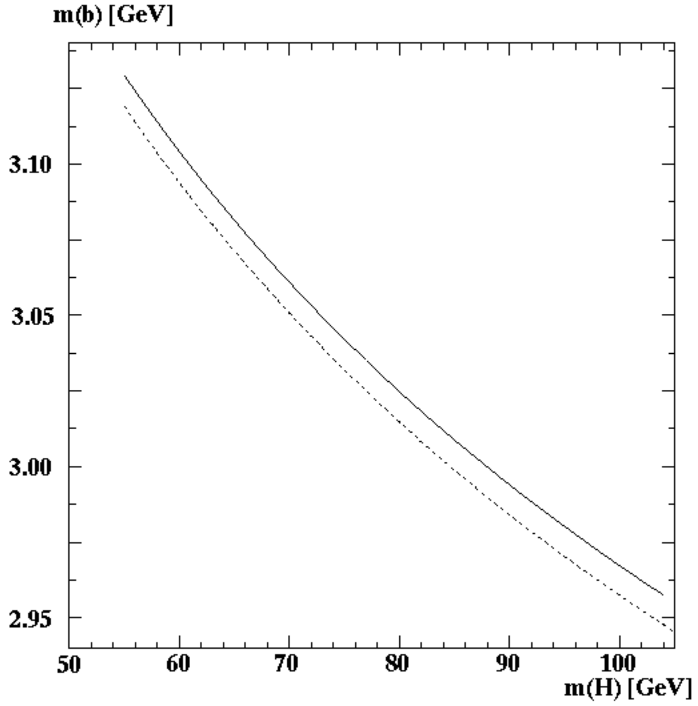


Abbildung 4.2: *Vergleich der laufenden b-Quarkmassen. Gestrichelte Linie: HDECAY; durchgezogene Linie: HZHA.*

Kandidaten	$m_{HZHA}[GeV]$	$m_{HDECAY}[GeV]$	Differenz [GeV]
0	46.8	46.5	0.3
1	24.2	24.2	0.

Tabelle 4.1: *Massengrenzen für den Zerfall des SM Higgs in b-Quarks.*

Selbst unter der Annahme einer integrierten Luminosität von 150 pb^{-1} und einer Effizienz von 50 % bei einer Schwerpunktsenergie von 192 GeV bleibt der Unterschied zwischen den beiden Berechnungen sehr klein.

4.4.2 MSSM

Für das minimal-supersymmetrische Standardmodell (MSSM) wurden vier Fälle untersucht:

1. leichtes CP-gerades Higgs-Boson h^0**:** Wie aus Abbildung 4.3 ersichtlich wird, bleiben die Unterschiede in den Berechnungen der Verzweigungsverhältnisse für diesen Fall deutlich unter 1 %. Eine über die für den Fall des Standardmodells angeführten Erklärungen hinausgehende Ursache der Unterschiede liegt in der Verwendung von Tree-level-Termen für die Selbstkopplung der Higgs-Bosonen in HZHA gegenüber einer kompletteren, höhere Ordnungen einschließenden Rechnung in HDECAY.

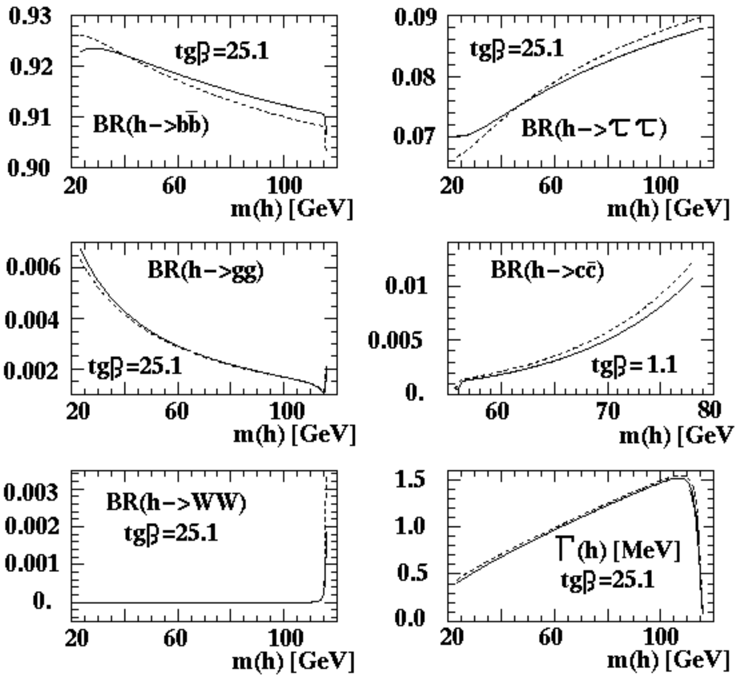


Abbildung 4.3: *Vergleich wichtiger Verzweigungsverhältnisse für das leichte, CP-gerade Higgs des MSSM. Durchgezogene Linie: HZHA; gestrichelte Linie: HDECAY.*

Der Wirkungsquerschnitt für den Higgs-Strahlungsprozeß im MSSM σ_{MSSM} errechnet sich aus dem Querschnitt im Standardmodell σ_{SM} zu (siehe Abschnitt 3.3.3)

$$\sigma_{\text{MSSM}} = \sin^2(\beta - \alpha) \cdot \sigma_{\text{SM}} \tag{4.12}$$

mit dem Mischungswinkel α im neutralen CP-geraden Sektor, der hier zu 0.7 gewählt wurde. Mit $\tan\beta = 25.1$ für den Fall einer Schwerpunktsenergie von 192 GeV, einer integrierten Luminosität von 150 pb^{-1} und einer Effizienz von 0.5 ergeben sich folgende Massengrenzen für die beiden Programme (wiederum im Vierjet-Kanal $\mathrm{q\overline{q}b\overline{b}}$):

Kandidaten	m_{HZHA}[GeV]	m_{HDECAY}[GeV]	Differenz [GeV]
0	99.65	99.90	0.25
1	97.88	98.20	0.22

Tabelle 4.2: *Massenlimits für den Zerfall des CP-geraden Higgs-Bosons des MSSM in b-Quarks.*

Vor einiger Zeit wurden unerwartet hohe Verzweigungsverhältnisse (ca. 60 %) für den Zerfall $\mathrm{h} \to \mathrm{gg}$ mit HZHA beobachtet [71]. Um diese Beobachtung zu präzisieren, wurde sowohl mit HZHA als auch mit HDECAY der Parameterraum um die entsprechenden Punkte herum untersucht. Es zeigt sich, daß HDECAY nur für einen Teil der Punkte die hohen Verzweigungsverhältnisse, die HZHA berechnet, reproduzieren kann. Die diesen Unterschieden zugrundeliegenden Ursachen sind noch unbekannt.

2. schweres CP-gerades Higgs-Boson H^0**:** Die größten Unterschiede zwischen den beiden Programmen finden sich in Berechnungen von Verzweigungsverhältnissen des schweren CP-geraden Higgs-Bosons des MSSM, und zwar speziell in den Zerfällen nach b-Quarks, Gluonen, W- und Higgs-Bosonen. Hier erreichen die (absoluten) Unterschiede Werte von bis zu 30 und 40 % über große Bereiche von $\tan\beta$, siehe Abbildungen 4.4 und 4.5. Auch für c-Quarks und Z-Bosonen bewegt sich der Unterschied noch im Prozentbereich. In den totalen Zerfallsbreiten zeigen sich ebenfalls große Unterschiede im GeV-Bereich (Abbildung 4.6). Die zum Teil starke Abweichung der Verläufe der Kurven voneinander ist wahrscheinlich auf den Einschluß von Off-shell-Zerfällen, zum Beispiel nach $\mathrm{Z}^*\mathrm{A}$, in HDECAY zurückzuführen. Die großen Unterschiede im Zerfall $\mathrm{H} \to \mathrm{AA}$ sind vermutlich im Fehlen von Termen höherer Ordnung in der Higgs-Selbstkopplung begründet.

3. CP-ungerades Higgs-Boson A^0**:** Wie aus Abbildung 4.7 ersichtlich wird, zeigen die mit HZHA und HDECAY berechneten Verzweigungshältnisse eine gute Übereinstimmung. Die Abweichung wird (mit 30 % relativem Unterschied) maximal für den Zerfall in c-Quarks, allerdings bei einem zu vernachlässigenden Verzweigungsverhältnis von der Ordnung 10^{-7}. Die totalen Zerfallsbreiten stimmen sehr gut überein.

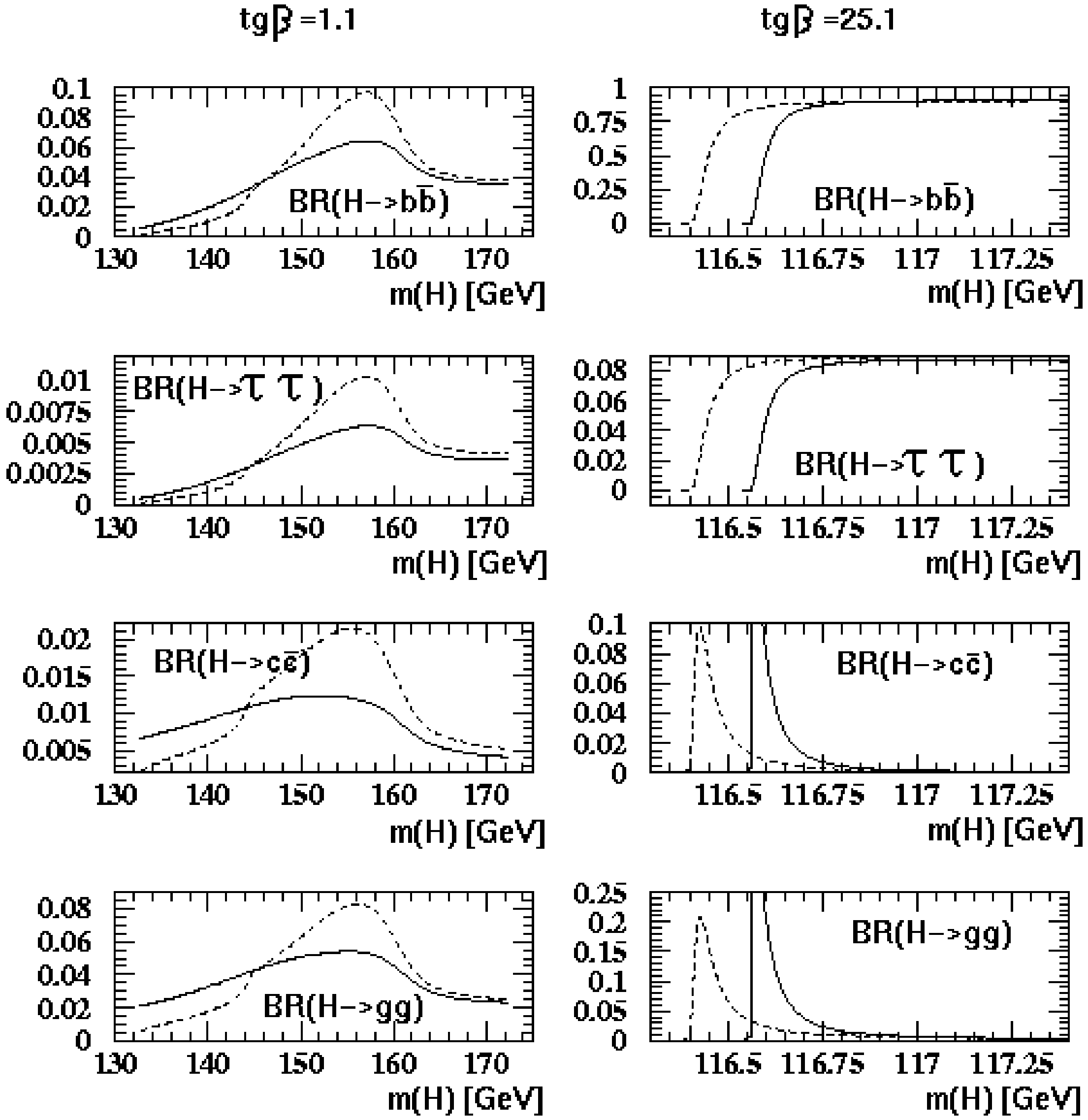


Abbildung 4.4: *Einige Verzweigungsverhältnisse des schweren CP-geraden Higgs des MSSM. Durchgezogene Linie: HZHA; gestrichelte Linie: HDECAY. In der linken Spalte wurde* $\tan\beta$ *zu 1.1 gewählt, in der rechten zu 25.1.*

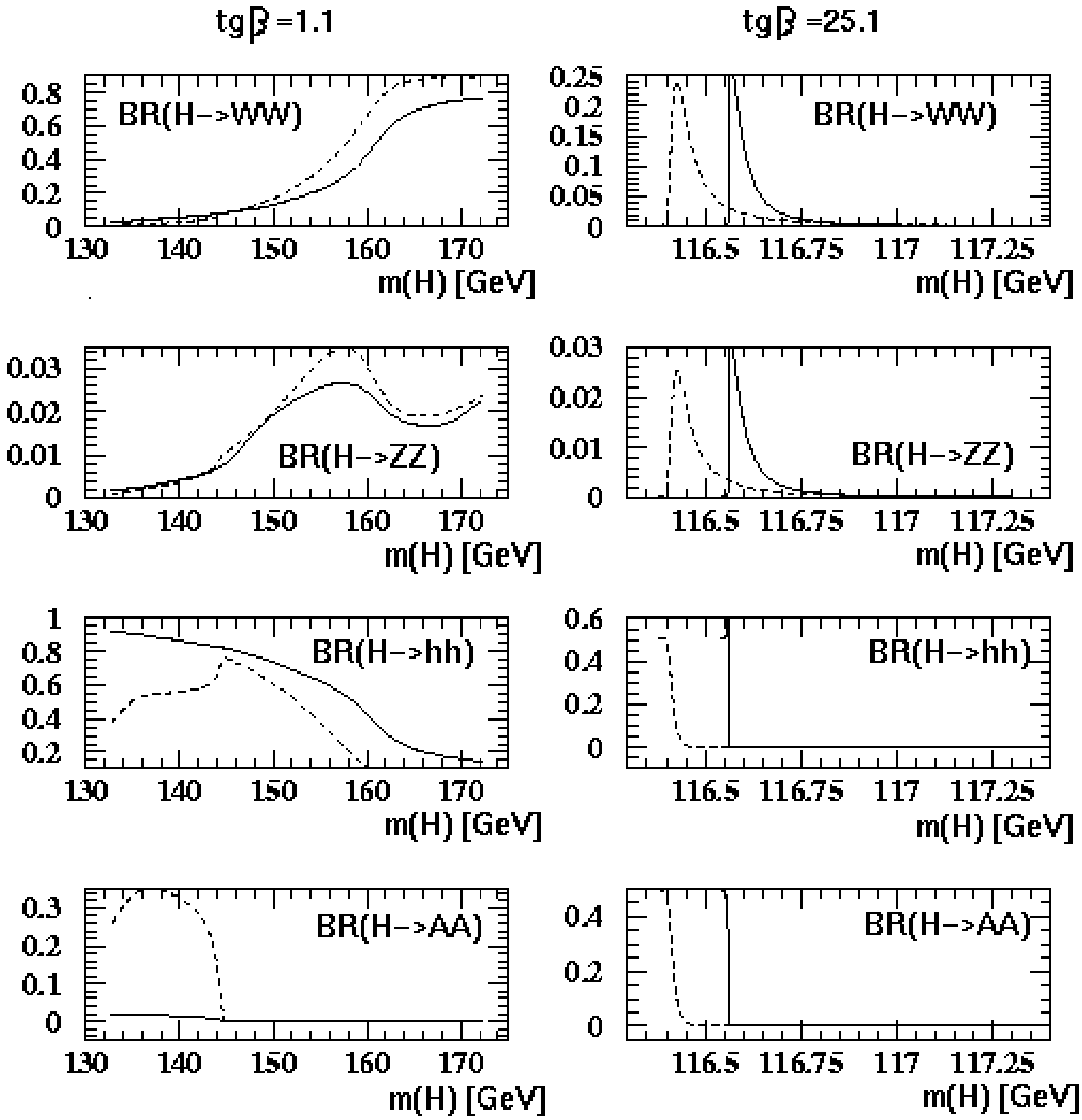


Abbildung 4.5: *Weitere Verzweigungsverhältnisse des schweren CP-geraden Higgs des MSSM. Durchgezogene Linie: HZHA; gestrichelte Linie: HDECAY. In der linken Spalte wurde* $\tan\beta$ *zu 1.1 gewählt, in der rechten zu 25.1.*

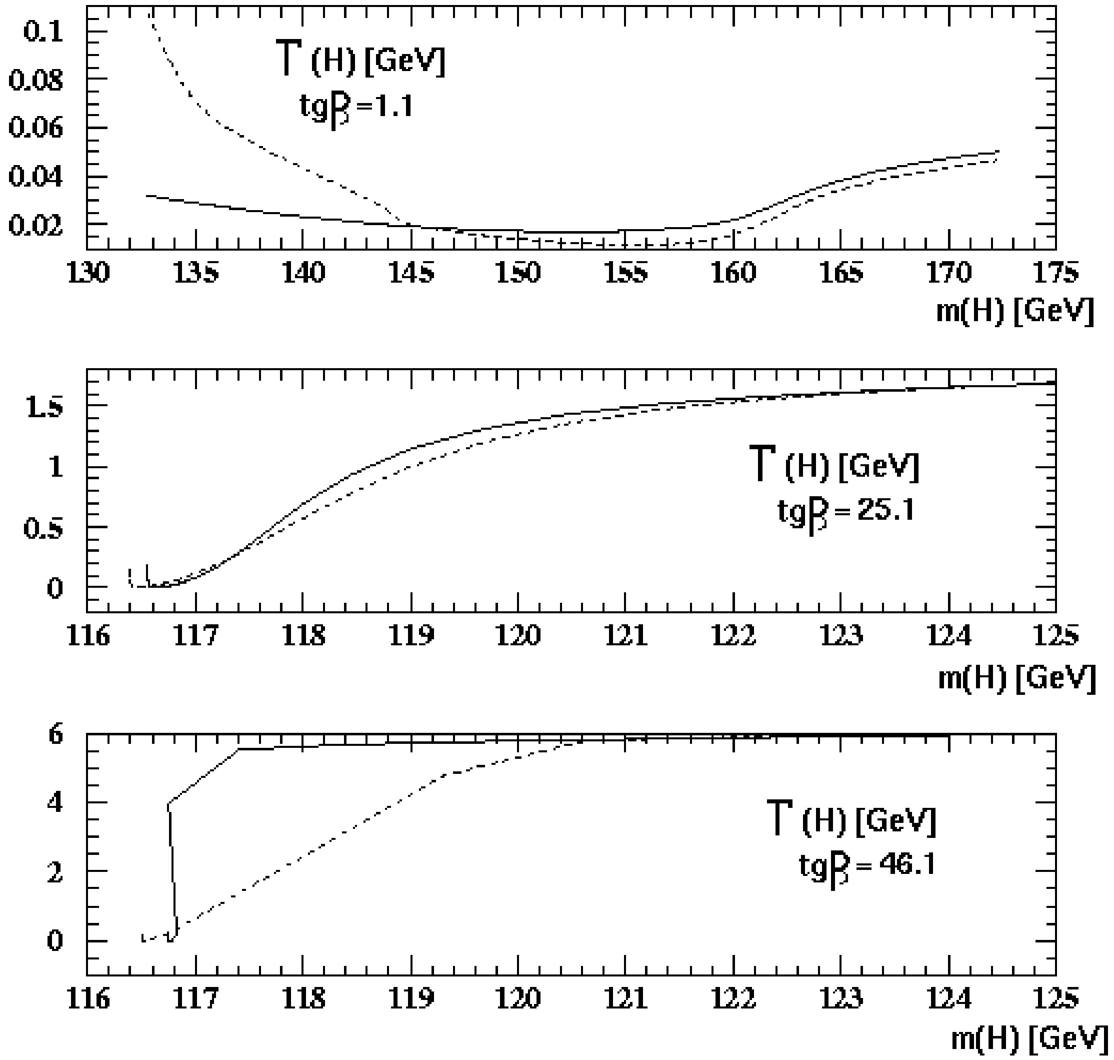


Abbildung 4.6: *Totale Zerfallsbreite des CP-geraden schweren Higgs des MSSM für verschiedene* $\tan\beta$*. Durchgezogene Linie: HZHA; gestrichelte Linie: HDECAY.*

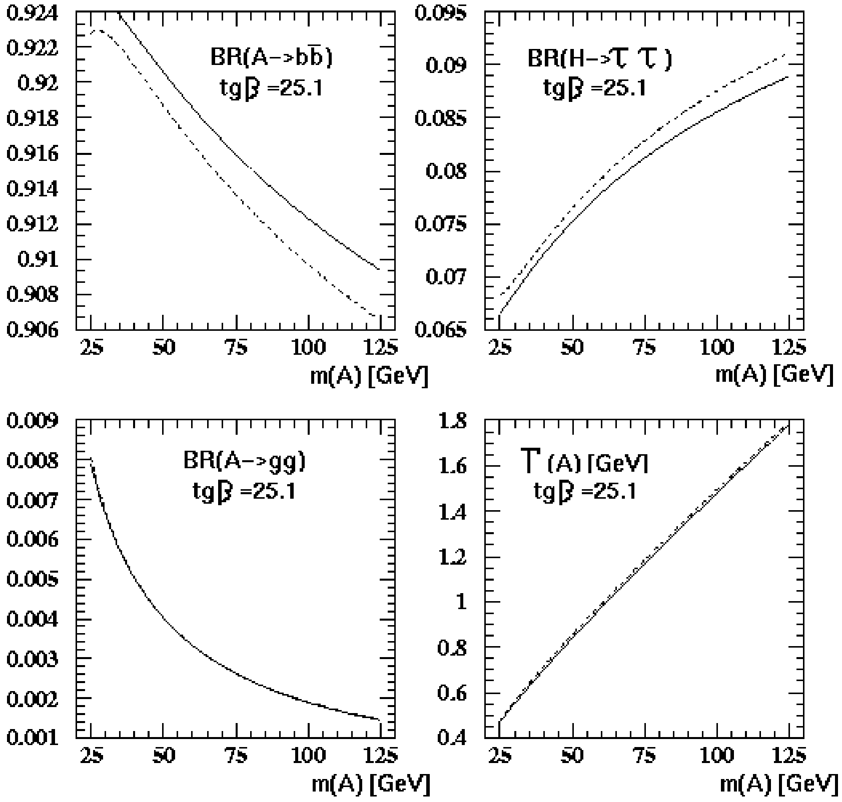


Abbildung 4.7: *Verzweigungsverhältnisse und Zerfallsbreite des CP-ungeraden Higgs-Bosons des MSSM für* $\tan\beta$ *= 25.1. Durchgezogene Linie: HZHA. Gestrichelte Linie: HDECAY.*

Wie auch für das Higgs-Boson des Standardmodells beträgt der Unterschied in den Verzweigungsverhältnissen nach Strange-Quarks für die Higgs-Bosonen des MSSM in etwa sieben Größenordnungen. Die absoluten Zahlen sind allerdings sehr klein.

4. Berechnung von $\mathrm{m_h}$ **und** $\mathrm{m_H}$ **aus** $\mathrm{m_A}$**:** Abbildung 4.8 zeigt den Verlauf der Massen der CP-geraden Higgs-Bosonen $\mathrm{h^0}$ und $\mathrm{H^0}$ mit der Masse des CP-ungeraden, $\mathrm{m_A}$. Die Übereinstimmung ist gut. Die Unterschiede betragen ca. 2 - 3 GeV für $\mathrm{m_A} > 100$ GeV und große $\tan\beta$; für kleinere $\mathrm{m_A}$ sind sie kleiner.

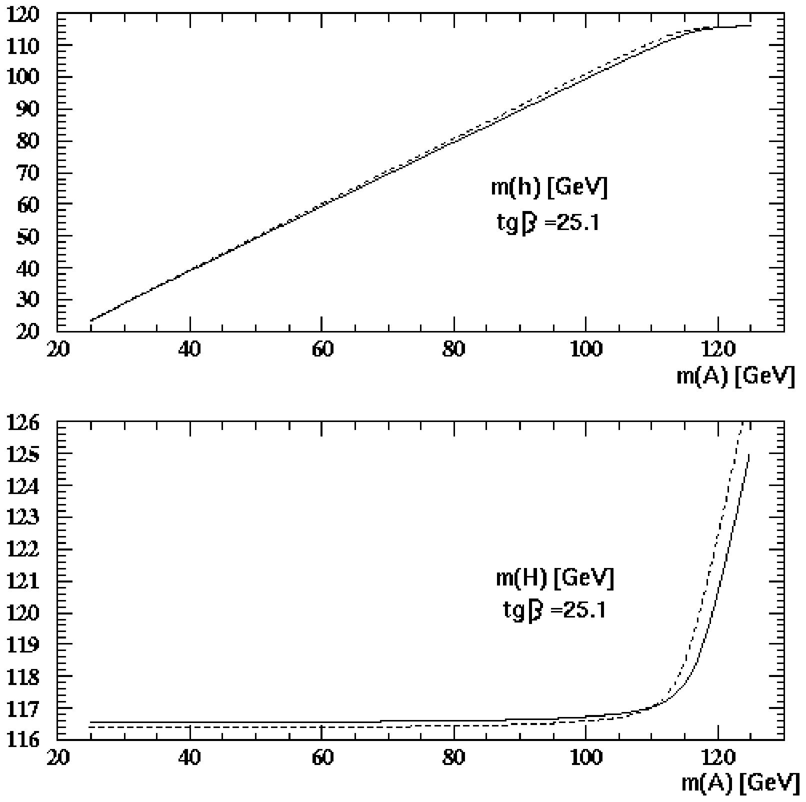


Abbildung 4.8: *Die Massen der CP-geraden Higgs-Bosonen des MSSM als Funktion von* m_A *für* $\tan\beta = 25.1$*. Durchgezogene Linie: HZHA. Gestrichelte Linie: HDECAY.*

4.5 Zusammenfassung

Der Vergleich der Programme zur Berechnungen von Higgs-Verzweigungsverhältnissen, HDECAY und HZHA, brachte folgende Ergebnisse:

Für das Higgs-Boson des Standardmodells werden in manchen Verzweigungsverhältnissen Unterschiede der Größenordnung 1 % beobachtet ($b\overline{b}$, $c\overline{c}$, WW). Die Untersuchung speziell des Zerfalls in b-Quarks zeigt, daß die Unterschiede zu großen Teilen auf die Verwendung von Termen höherer Ordnung in den QCD-Korrekturen in HDECAY, den Einschluß von Off-shell-Zerfällen und das Fehlen von Selbstwechselwirkungstermen des Higgs-Bosons in HZHA zurückgeführt werden können. Kleinere Unterschiede bestehen auch in den Definitionen der laufenden QCD-Kopplungskonstante und der Quarkpolmassen. Der Effekt dieser Unterschiede auf die Berechnung von Massengrenzen ist generell deutlich kleiner als 1 GeV.

Im MSSM sind die Unterschiede in den Verzweigungsverhältnissen für die Bosonen h^0 und A^0 ebenfalls generell kleiner als 1 %, bei guter Übereinstimmung der totalen Zerfallsbreiten. Für das leichte CP-gerade Higgs finden sich allerdings im Parameterraum vereinzelt Punkte mit sehr großen Unterschieden der Verzweigungsverhältnisse nach Gluonen.
Deutlich größere Diskrepanzen von bis zu 40 % in den Verzweigungsverhältnissen zeigen sich in den Zerfällen des schweren CP-geraden Higgs-Bosons H^0. Hier betragen auch die Unterschiede in den Zerfallsbreiten teilweise mehrere GeV. Diese Unterschiede legen eine nähere Untersuchung der Berechnungen nahe.

Die beobachteten Unterschiede und ihre teilweise Erklärung durch theoretische Genauigkeit, die Rechenzeitvorteile und die leichtere Handhabung von HDECAY legen den Einschluß von HDECAY in einen Monte-Carlo-Generator nahe.

Kapitel 5

Suche nach Higgs-Bosonen

5.1 Suchstrategie und vorhandene Analysen

Das Higgs-Boson des Standardmodells H (und auch das leichte CP-gerade h^0 des MSSM) wird bei einer Schwerpunktsenergie von 183 GeV und für eine Higgs-Masse in dem für LEP zugänglichen Bereich vor allem über den Higgs-Strahlungsprozeß $e^+e^- \rightarrow Z^{0*} \rightarrow Z^0H$ produziert (siehe Kap. 3). Da das Higgs zu mehr als 80 % in b-Quarkpaare (SM: 84 %, MSSM: 91 % für eine Higgs-Masse von 80 GeV, siehe Kap. 4) und das Z^0 zu knapp 70 % in beliebige Quarkpaare [32] zerfällt, wird die Suche nach Higgs-Bosonen häufig im sog. Vierjet-Kanal $Z^0H \rightarrow q\bar{q}b\bar{b}$ durchgeführt. In diesem Analysekanal wurden und werden innerhalb der OPAL-Kollaboration verschiedene Techniken benutzt:

- Die Suche nach Higgs-Bosonen des Standardmodells bei niedrigen Schwerpunktsenergien ($\sqrt{s} \leq 161$ GeV) wurde innerhalb der OPAL-Kollaboration mit einer auf Schnitten beruhenden Analyse durchgeführt [72]. Gleiches gilt für Suchen nach Higgs-Bosonen des MSSM.

- Seitdem LEP Schwerpunktsenergien von 170 GeV erreicht hat, beruht die Analyse sowohl für das Standardmodell als auch das MSSM auf einer Likelihood-Technik (siehe Abschnitt 5.8), die höhere Effizienzen ermöglicht, indem sie die statistische Verteilung von Variablen, auf die früher geschnitten wurde, in Betracht zieht [73].

- Daneben gibt es Bestrebungen, neuronale Netze in der Selektion zu benutzen, die eine weitere Steigerung der Effizienz erhoffen lassen.

Trotz dieser bereits sehr umfassenden Anstrengungen besteht die Hoffnung, mit einem angemessenen Aufwand die vorhandenen Analysen weiter zu verbessern oder neue Analysetechniken zu entwickeln. Die Zielsetzung ist hierbei, innerhalb der physikalischen, von der Schwerpunktsenergie und der Masse des Higgs-Bosons gesetzten Grenzen die größtmögliche Sensitivität zu erreichen, die auch bei begrenzter Statistik signifikante Aussagen erlaubt.

In der vorliegenden Arbeit wird kein vollkommen neuer Weg beschritten. Vielmehr werden unter Verwendung bestehender Techniken (Likelihood-Selektion) verschiedene neue Elemente getestet, die später auch Eingang in andere Analysen finden können. Diese neuen Elemente sind im wesentlichen ein alternativer Jetfinder, ein noch nicht in Higgs-Analysen verwendetes b-Tagging und ein neuer kinematischer Fit. Weiterhin werden Variablen, die in keiner der bisher veröffentlichten Arbeiten verwendet wurden, in der Likelihood-Selektion benutzt.

5.2 Daten und Untergrundsimulation

Die vorliegende Arbeit beschreibt eine Suche nach neutralen Higgs-Bosonen im Vierjet-Kanal $\mathrm{e^+e^- \to Z^{0*} \to Z^0H \to q\overline{q}b\overline{b}}$. Verwendet werden die bei einer Schwerpunktsenergie von 183 GeV im Sommer und Herbst 1997 vom OPAL-Detektor gesammelten Daten der Perioden 84 - 86 und 88 - 89, die einer integrierten Luminosität von 57.3 $\mathrm{pb^{-1}}$ entsprechen[1].

Eine Reihe von Untergrundprozessen erschwert die Präparation des HZ-Signals, da sie im Endzustand gleiche oder ähnliche Signaturen (z.B. vier Jets) aufweisen. Diese Prozesse im einzelnen sind:

- 4-Fermion-Prozesse ('*4f-Prozesse*') $\mathrm{e^+e^- \to q\overline{q}q\overline{q}, llq\overline{q}}$. Ein wesentlicher Beitrag zu diesen Prozessen sind Ereignisse, in denen W- oder Z-Boson-Paare produziert werden.
- $\mathrm{e^+e^- \to Z^0/\gamma^* \to q\overline{q}(\gamma)}$-Prozesse mit oder ohne Photon-Abstrahlung im Anfangszustand (*Initial State Radiation*, ISR) und Abstrahlung von Gluonen.
- 2-Photon-Ereignisse ('*2γ-Ereignisse*'). Das sind Ereignisse, bei denen Elektron und Positron je ein Photon emittieren, die dann kollidieren und Hadronen bilden, z.B. einen oder zwei Jets. In der Regel werden Elektron und Positron bei solchen Ereignissen nur wenig abgelenkt, so daß sie oft undetektiert im Strahlrohr verschwinden. Je nachdem, ob keines der ursprünglichen Leptonen, eines oder beide detektiert werden, unterscheidet man '*anti-tagged*', '*single-tagged*' und '*double-tagged*' (oder auch '*untagged*' und '*tagged*') Ereignisse [75].

In der folgenden Tabelle 5.1 sind die in der Simulation und Analyse verwendeten Signal- und Untergrund-Monte-Carlo-Datensätze mit ihren Wirkungsquerschnitten σ, den bei einer integrierten Luminosität von 57.3 $\mathrm{pb^{-1}}$

---

[1] Dabei werden die Probleme mit der Vertex-Kammer CV, die während der Perioden 88 und 89 vorlagen, nicht berücksichtigt, weil der zu erwartende Effekt sich nur im b-Tagging bemerkbar macht und dort zu vernachlässigen ist [74].

erwarteten Ereignisanzahlen $\mathrm{N_{exp}}$ und der Anzahl der in der Simulation verwendeten Monte-Carlo-Ereignisse $\mathrm{N_{MC}}$ aufgelistet. In der gesamten Analyse wird ein HZ-MC-Datensatz mit $\mathrm{m_H}$ = 80 GeV verwendet (Run 5567).

	Run-Nummer	σ [pb]	$\mathrm{N_{exp}}$	$\mathrm{N_{MC}}$
HZ ($\mathrm{m_H}$=80 GeV)	5567	0.325	18.6	15000
$\mathrm{Z^0/\gamma^*}$	5050	107.43	6155.7	28500
4f→ $\mathrm{q\overline{q}q\overline{q}}$	5795	7.97	456.7	27000
4f→ $\mathrm{llq\overline{q}, l \neq e, \nu_e}$	6909	8.2	469.9	10000
4f→ $\mathrm{llq\overline{q}, l = e, \nu_e}$	6910	26.1	1495.5	24500
$\gamma\gamma$ untagged	1006	9756.0	559018.8	500000
$\gamma\gamma$ tagged	1126	335.4	19218.4	161000

Tabelle 5.1: *In der vorliegenden Analyse verwendete Monte-Carlo-Datensätze mit ihren Run-Nummern, Wirkungsquerschnitten, erwarteten Ereignisanzahlen für 57.3* $\mathrm{pb^{-1}}$ *und der Anzahl der verwendeten Monte-Carlo-Ereignisse.*

Das Signal-Sample HZ wurde mit dem schon in Kap. 4 besprochenen Monte-Carlo-Generator HZHA erzeugt. Der $\mathrm{Z^0/\gamma^*}$-Untergrund wurde mit PYTHIA simuliert [76], die 4-Fermion-Prozesse mit grc4f [77] und die 2-Photon-Ereignisse mit PHOJET [78] (Run 1106) bzw. HERWIG [79] (Run 1126).

5.3 Spurselektion, Jetfinding, Energiekorrektur

5.3.1 Spur- und Clusterselektion

In der vorliegenden Analyse wird eine standardisierte Spur- und Clusterselektion verwendet, die durch die in der WW-Bibliothek der WW-Arbeitsgruppe in OPAL befindliche Routine WWSLCT durchgeführt wird [80]. Dabei werden bestimmte Qualitätsanforderungen an Spuren und Cluster gestellt. So wird unter anderem verlangt, daß jede Spur einen Impuls von weniger als 90 GeV/c hat, um nur kinematisch mögliche Spuren zu analysieren, und daß der Transversalimpuls $\mathrm{p_T}$ jeder Spur mindestens 0.15 GeV/c beträgt (viele, teilweise schlecht rekonstruierte Spuren haben ein $\mathrm{p_T} \leq 0.15$ GeV/c, können aber bei einer Schwerpunktsenergie von 90 GeV oder mehr vernachlässigt werden). Von den Clustern des elektromagnetischen Kalorimeters wird u.a. gefordert, daß ihr Energieeintrag mindestens 0.1 GeV (in den Endkappen 0.25 GeV) beträgt. Ähnliche Anforderungen werden an das hadronische Kalorimeter und an den Forward-Detektor gestellt. Die Zuordnung von Spuren und Clustern zueinander erfolgt ebenfalls in der oben erwähnten Routine WWSLCT.

5.3.2 Jetfinding

Die selektierten Spuren und Cluster werden zu vier Jets gebündelt. Dabei wird im Gegensatz zu anderen Higgs-Analysen, die sich auf das Durham-Jetfinding-Schema stützen[2], erstmals das Luclus-Schema verwendet [81], das über bessere Winkel- und Massenauflösung verfügt [82][3]. Dieses Schema nutzt aus, daß die Teilchen eines Jets sowohl zueinander als auch relativ zur gemeinsamen Jetachse nur einen kleinen Transversalimpuls haben [81]. Daher wird ein Maß $\mathrm{d}_{\mathrm{ij}}^2$ für den Abstand zweier Teilchen mit Impulsen $\mathbf{p}_\mathrm{i}$ und $\mathbf{p}_\mathrm{j}$ im Phasenraum eingeführt, das ausschließlich vom relativen Transversalimpuls der beiden Teilchen abhängt:

$$\mathrm{d}_{\mathrm{ij}}^2 = \frac{4\mathrm{p}_\mathrm{i}^2\mathrm{p}_\mathrm{j}^2 \sin^2(\theta_{\mathrm{ij}}/2)}{(\mathrm{p}_\mathrm{i}+\mathrm{p}_\mathrm{j})^2}. \tag{5.1}$$

Das prinzipielle Vorgehen ist das folgende: Am Anfang werden alle Spuren als einzelne Jets betrachtet. Dann wählt der Algorithmus die beiden Jets mit dem kleinsten $\mathrm{d}_{\mathrm{ij}}^2$, also dem geringsten relativen Transversalimpuls, und bündelt sie zu einem Jet, wenn $\mathrm{d}_{\mathrm{ij}} \leq \mathrm{d}_{\mathrm{join}}$, wobei $\mathrm{d}_{\mathrm{join}}$ ein frei zu wählender Parameter ist, der die Bedeutung einer Auflösung hat. Dieses Verfahren wird iteriert, bis keine zwei Jets mehr ein $\mathrm{d}_{\mathrm{ij}} \leq \mathrm{d}_{\mathrm{join}}$ haben.

Für die vorliegende Analyse werden Ereignisse mit vier Jets im Endzustand selektiert. Daher wird das Verfahren abgewandelt: Alle Ereignisse werden so weit gebündelt, bis sie vier Jets haben. Danach wird untersucht, ab welchem Wert von $\mathrm{d}_{\mathrm{join}}$ das Ereignis in drei Jets gezwungen wird. Dieser Wert wird y_{34} genannt. Je kleiner dieser Wert ist, desto wahrscheinlicher ist es, daß das Ereignis tatsächlich einen Prozeß mit drei Jets darstellt. Analog dazu wird der Wert y_{45} bestimmt, bei dem das Ereignis von einer Vierjet- in eine Fünfjet-Topologie umkippt. Die Variable

$$\mathrm{YCUT} = \frac{\mathrm{y}_{34} - \mathrm{y}_{45}}{\mathrm{EVIS}} \tag{5.2}$$

mit der sichtbaren Energie EVIS[4] ist ein Maß für die Stabilität der Vierjet-Topologie und ist in der Lage, zwischen dem Signal HZ und Untergrund, v.a. aus Z^0/γ- und 2-Photon-Ereignissen, zu trennen. YCUTS und y_{34} werden in der Likelihood-Selektion verwendet.

Des weiteren wird von den gefundenen Jets verlangt, daß sie mindestens drei Teilchen beinhalten, wobei ein Teilchen sowohl eine geladene Spur als auch ein nicht zu einer Spur zugeordneter Cluster im elektromagnetischen oder hadronischen Kalorimeter sein kann.

---

[2] In diesem Schema wird im wesentlichen die invariante Masse zweier Jets berechnet, um zu entscheiden, ob sie zu einem Jet kombiniert werden sollen oder nicht.

[3] Mittlerweile wird dieses Schema auch in anderen Analysen verwendet, siehe z.B. [46].

[4] Verwendet wird hier die mit einem Standardalgorithmus berechnete sichtbare Energie EVIS, die in der Datenstruktur OD-GNRL abgespeichert ist.

5.3.3 Energiekorrektur

In einem nächsten Schritt wird überprüft, ob die vier Jets der Forderung nach Energie- und Impulserhaltung im Ereignis genügen, um schlecht rekonstruierte Ereignisse von vornherein von der Analyse auszuschließen. Dabei wird zunächst auf ein Standardpaket zur Energiekorrektur MT zurückgegriffen, das durch ein 'Matching' der Informationen verschiedener Teildetektoren ein doppeltes Zählen von Energieeinträgen vermeidet [83]. Dann wird zusätzlich folgendes Gleichungssystem aufgestellt:

$$\begin{pmatrix} \mathrm{p}_1^1 & \mathrm{p}_1^2 & \mathrm{p}_1^3 & \mathrm{p}_1^4 \\ \mathrm{p}_2^1 & \mathrm{p}_2^2 & \mathrm{p}_2^3 & \mathrm{p}_2^4 \\ \mathrm{p}_3^1 & \mathrm{p}_3^2 & \mathrm{p}_3^3 & \mathrm{p}_3^4 \\ \mathrm{p}_4^1 & \mathrm{p}_4^2 & \mathrm{p}_4^3 & \mathrm{p}_4^4 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \mathrm{a}^1 \\ \mathrm{a}^2 \\ \mathrm{a}^3 \\ \mathrm{a}^4 \end{pmatrix} \equiv \underline{\mathrm{I}} \cdot \mathbf{a} = \begin{pmatrix} 0. \\ 0. \\ 0. \\ \sqrt{\mathrm{s}} \end{pmatrix} \tag{5.3}$$

mit $\mathrm{p}_\mathrm{i}^\mathrm{j}$, j=1,4, i=1,3 der i-ten Komponente des Impulses des j-ten Jets, $\mathrm{p}_\mathrm{i}^\mathrm{j}$, i=4, der Energie des j-ten Jets und $\sqrt{\mathrm{s}}$ der Schwerpunktsenergie. Eine Invertierung der Matrix $\underline{\mathrm{I}}$ ermöglicht die Bestimmung der Korrekturfaktoren a^j bzw. der korrigierten Energien $\mathrm{p}_{4,\mathrm{neu}}^\mathrm{j}$:

$$\mathbf{a} = \underline{\mathrm{I}}^{-1} \cdot \begin{pmatrix} 0. \\ 0. \\ 0. \\ \sqrt{\mathrm{s}} \end{pmatrix} = \left(\frac{\mathrm{p}_{4,\mathrm{neu}}^1}{\mathrm{p}_4^1}, \frac{\mathrm{p}_{4,\mathrm{neu}}^2}{\mathrm{p}_4^2}, \frac{\mathrm{p}_{4,\mathrm{neu}}^3}{\mathrm{p}_4^3}, \frac{\mathrm{p}_{4,\mathrm{neu}}^4}{\mathrm{p}_4^4}\right)^T \tag{5.4}$$

Mit diesen Korrekturfaktoren a^j müssen die Impulskomponenten der Jets (i=1,2,3) skaliert werden, um die Summe der Impulse Null und die Summe der Energien die Schwerpunktsenergie ergeben zu lassen:

$$\mathrm{p}_{\mathrm{i},\mathrm{neu}}^\mathrm{j} = \mathrm{a}^\mathrm{j} \cdot \mathrm{p}_\mathrm{i}^\mathrm{j}. \tag{5.5}$$

Gemäß der Annahme, daß das Luclus-Schema die Richtung der Jets sehr gut rekonstruieren kann, werden also nur die Energien und Impulsbeträge der Jets, nicht aber ihre Richtungen korrigiert.

Im Rahmen der Vorselektion der Daten werden dann Anforderungen an die Korrekturfaktoren a^j gestellt, um zu vermeiden, daß Ereignisse, die aufgrund schlechter Rekonstruktion oder nicht gemessener Teilchen Energie- und Impulserhaltung nur sehr schlecht erfüllen, in die Endselektion eingehen.

5.4 Vorselektion

Die Vorselektion der Daten dient dazu, diejenigen Ereignisse auszusortieren, die nur sehr wenig oder gar keine Ähnlichkeit mit dem gewünschten Signal haben. Sie erfolgt durch mehrere Schnitte auf verschiedene Variablen (zur Verdeutlichung einiger Schnitte siehe Abbildung 5.1):

1. Zunächst muß das Ereignis einen hadronischen Endzustand gemäß [84] aufweisen. Parallel wird, um eine gute Energieauflösung in den Jets zu gewährleisten, eine (korrigierte) Mindestenergie der Jets (hier EMINJ genannt) von 5 GeV gefordert (Abbildung 5.2).
2. Um zu verhindern, daß die Jetrekonstruktion durch das Verschwinden von Teilchen im Strahlrohr verschlechtert wird, muß der Betrag des Cosinus des Winkels zwischen Jetachse und Strahl für alle Jets kleiner sein als 0.98.
3. $\mathrm{Z}^0/\gamma^* \to \mathrm{qq}\gamma$-Untergrund kann nach [85] reduziert werden durch die Forderung, daß die effektive Schwerpunktsenergie $\sqrt{\mathrm{s}'}$ größer als eine bestimmte Schwelle sein soll, siehe Abbildung 5.2. Hier wird $\sqrt{\mathrm{s}'} \geq 120$ GeV gewählt.
4. Der Thrust des Ereignisses soll zwischen 0.55 und 0.95 liegen. Auf diese Weise wird zusätzlich Z^0/γ^*-Untergrund reduziert, siehe Abbildung 5.3.
5. Die Korrekturfaktoren a^i müssen zwischen 0.25 und 3 (4 für i=3,4) liegen, siehe Abschnitt 5.3.3.
6. Die Differenz aus der größten und der kleinsten der sechs invarianten Dijet-Massen des Ereignisses Δ_{max} - Δ_{min} muß kleiner als 120 GeV sein. Dieser Schnitt reduziert im wesentlichen weiter den Z^0/γ^*-Untergrund, schneidet aber auch auf den 4-Fermion-Datensätzen (Abbildung 5.3).

Tabelle 5.2 faßt die Ergebnisse der Vorselektion zusammen. Die Abbildungen 5.2 und 5.3 zeigen auch die insgesamt gute Übereinstimmung der Monte-Carlo-Simulation mit den experimentellen Daten.

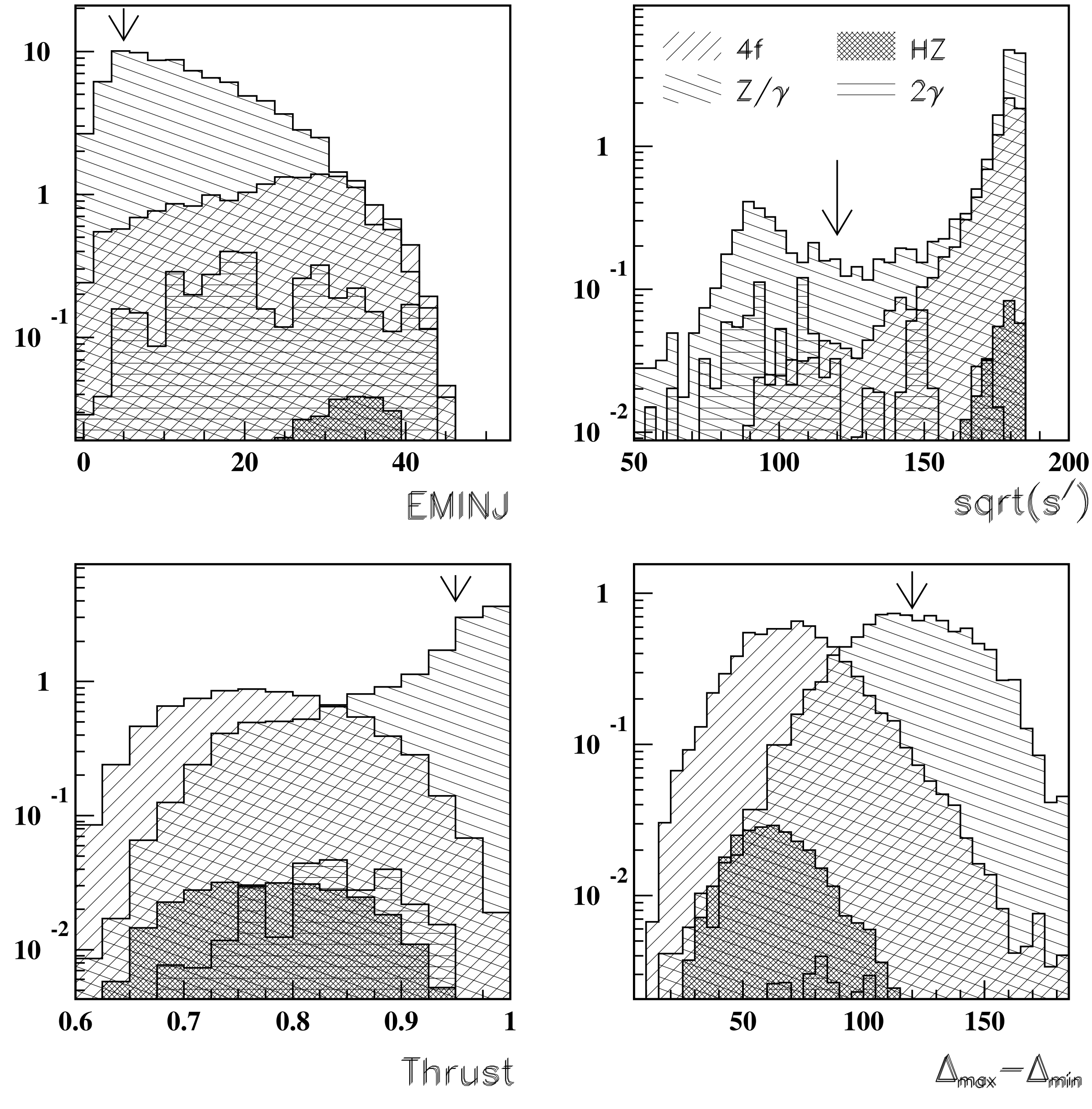


Abbildung 5.1: *Verdeutlichung einiger Schnitte der Vorselektion. Eingezeichnet ist für die verschiedenen Prozesse jeweils die Anzahl der nach dem vorangegangenen Schnitt noch verbleibenden Ereignisse, normiert auf 57.3* pb^{-1}. *Die Pfeile markieren die Schnitte.*

Datensatz	p84-86 p88-89	ΣUntergrund	Z^0/γ 5050	4f→ $q\bar{q}q\bar{q}$ 5795	4f→ $llq\bar{q}$ 6909	4f → $eeq\bar{q}$ 6910	2γ 1006	2γ 1126	HZ 5567	Effizienz [%]
0.		586815.0	6155.7 (28500)	456.7 (27000)	469.9 (10000)	1495.5 (24500)	559018.8 (500000)	19218.4 (161000)	18.6 (15000)	100.0
1.	1485	1588.5	1041.9 (4824)	399.4 (23611)	58.2 (1239)	7.9 (130)	63.7 (57)	17.4 (146)	16.84 (13583)	90.6
2.	1422	1510.8	999.0 (4625)	389.2 (23011)	56.6 (1205)	7.2 (118)	47.0 (42)	11.8 (99)	16.41 (13232)	88.2
3.	1234	1279.5	824.2 (3816)	387.8 (22928)	47.5 (1010)	4.4 (72)	12.3 (11)	3.3 (28)	16.38 (13208)	88.1
4.	1069	1067.1	612.5 (2836)	387.5 (22909)	47.2 (1004)	4.3 (70)	12.3 (11)	3.3 (28)	16.38 (13208)	88.1
5.	971	997.2	580.0 (2685)	382.8 (22629)	29.1 (620)	3.2 (53)	1.1 (1)	1.0 (8)	16.16 (13035)	86.9
6.	836	860.7	447.7 (2073)	380.7 (22505)	27.4 (583)	2.8 (46)	1.1 (1)	1.0 (8)	16.12 (13004)	86.7

Tabelle 5.2: *Übersicht über die Schnitte der Vorselektion. Angegeben ist die für 57.3* pb^{-1} *erwartete Anzahl der Ereignisse, die nach dem jeweiligen Schnitt noch in der Vorselektion verbleiben. In Klammern angegeben ist die Anzahl der verbleibenden Monte-Carlo-Ereignisse.*

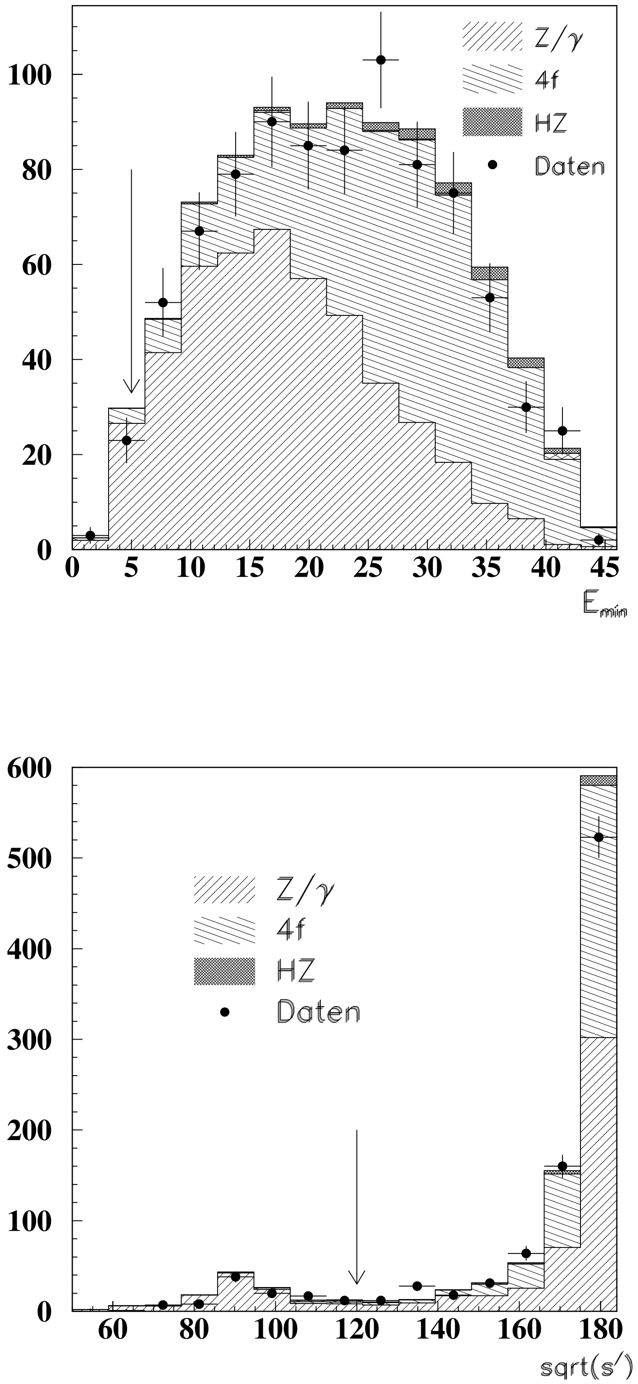


Abbildung 5.2: *Zwei in der Vorselektion verwendete Variablen für die verschiedenen Monte-Carlo-Prozesse und Daten. Oben: minimale Energie eines Jets im Ereignis; unten: effektive Schwerpunktsenergie.*

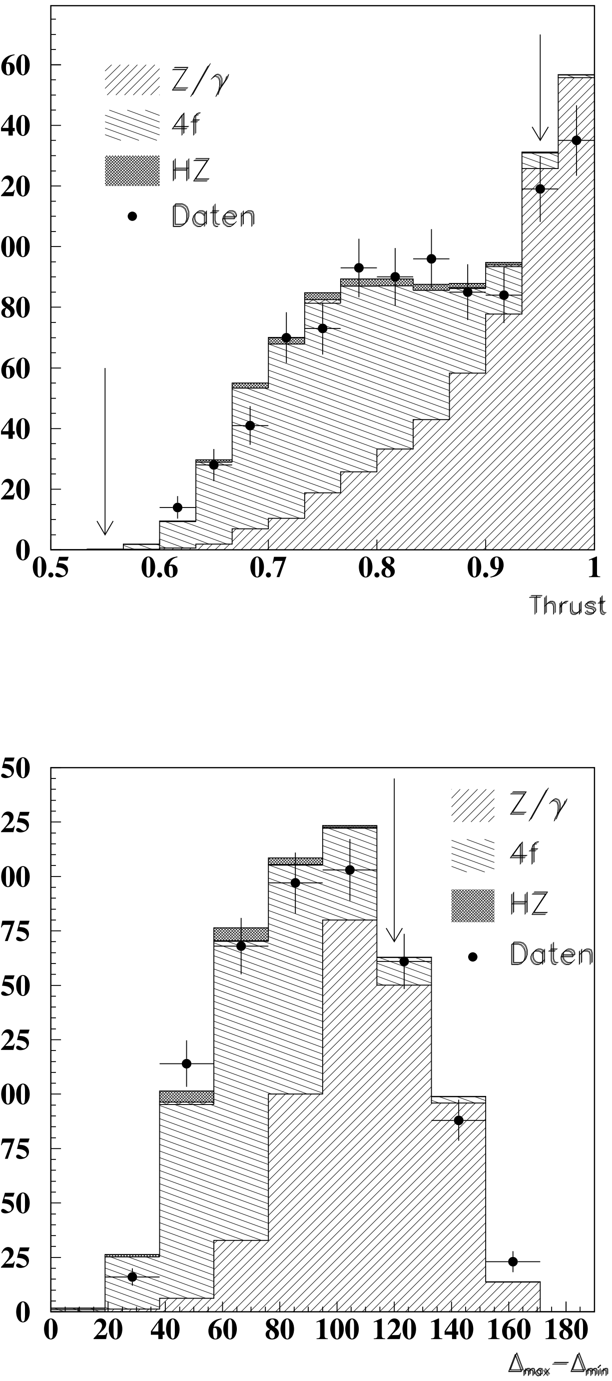


Abbildung 5.3: *Zwei in der Vorselektion verwendete Variablen für die verschiedenen Monte-Carlo-Prozesse und Daten. Oben: Thrust; unten: Differenz aus maximaler und minimaler invarianter Dijet-Masse im Ereignis.*

5.5 BHEMI: b-Tagging mit neuronalen Netzen

Für die Identifikation des Endzustandes $q\overline{q}b\overline{b}$ ist die Rekonstruktion von Jets, die auf b-Quarks zurückgehen, von großer Bedeutung. Im Rahmen dieser Arbeit wurde das bisher noch nicht in Higgs-Analysen eingesetzte Verfahren BHEMI getestet[5], das, auf der Kombination zweier neuronaler Netze basierend, einzelne Jets auf ihren b-Gehalt untersucht[6]. Es verwendet sowohl Variablen, die den sekundären Zerfallsvertex des b-Teilchens beschreiben, als auch solche, die die Form der untersuchten Jets charakterisieren. Die Untersuchung sekundärer Zerfallsvertizes ist dabei von Bedeutung, weil b-Hadronen über größere Lebensdauern (etwa 1.5 ps für B-Mesonen gegenüber 1.0/0.5 ps für $D^{\pm}/D^0$-Mesonen [32]) verfügen und daher weiter vom Primärvertex entfernt zerfallen als Hadronen aus leichten Quarks. Gelingt die Rekonstruktion eines Schnittpunkts von Spuren deutlich vom Primärvertex getrennt, so kann dies als Hinweis auf b-Quarks im Ereignis verstanden werden. Das b-Tagging mit BHEMI erwies sich dabei als den gebräuchlichen b-Tags in OPAL überlegen; es wird allerdings übertroffen von einem relativ neuen Verfahren, im folgenden '*neuer b-Tag*' genannt [46], das dann auch in der vorliegenden Selektion verwendet wird. Dennoch soll BHEMI an dieser Stelle etwas ausführlicher beschrieben werden.

5.5.1 Identifikation sekundärer Zerfallsvertizes

Das erste neuronale Netz von BHEMI wird auf jede Spur eines Jets angewandt, die bestimmte Qualitätskriterien erfüllt (z.B. $p > 0.5$ GeV/c, Anzahl der SI-Hits ungleich Null, $z_0, d_0 \leq 0.3$ cm mit den senkrechten Entfernungen der Spur vom Primärvertex in z (z_0) und in der Ebene senkrecht zum Strahl (d_0), $\chi^2 \,\epsilon\, [0;4]$ mit dem χ^2 aus dem Vertex-Fit der Spur). Mit den Fehlern z_{0err} und d_{0err} auf z_0 und d_0 werden noch folgende Größen definiert: die Signifikanzen $z_{0sig} = \frac{z_0}{z_{0err}}$ und $d_{0sig} = \frac{d_0}{d_{0err}}$ und SF = 1-$\sqrt{\chi^2/(z_{0sig}^2 + d_{0sig}^2)}$. Daraus werden fünf Input-Variablen für das erste neuronale Netz gebildet, das darauf trainiert wurde, Spuren in b-Jets von Spuren in Jets aus leichten Quarks zu unterschieden. Diese Variablen sind: SF $\cdot d_0$, SF $\cdot z_0$, SF $\cdot d_{0sig}$, SF $\cdot z_{0sig}$ und χ^2.

Der Output XTRK dieses ersten neuronalen Netzes, eine Zahl zwischen Null und Eins, ist ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, daß die Spur aus dem Primärvertex stammt, also nicht aus einem b-Jet.

Aus den Wahrscheinlichkeiten XTRK der einzelnen Spuren in einem Jet werden weitere Variablen berechnet, die Eingang in das zweite neuronale Netz finden, z.B. die Anzahl der Spuren NNET, die die Qualitätskriterien erfüllt haben. Des weiteren werden die Einzelwahrscheinlichkeiten zu einer

---

[5] Der Code dieses b-Taggings stammt von M. Jimack und R. Hawking.

[6] Zur Technik der neuronalen Netze siehe z.B. [86].

Gesamtwahrscheinlichkeit PNET gebündelt, die angibt, wie wahrscheinlich es ist, daß der Jet als Ganzes aus dem Primärvertex stammt.

Schließlich werden noch die Größen d_0 und z_0 aller Spuren des Jets zu einem Gesamt-χ^2 kombiniert und dieses χ^2 ebenfalls in eine Wahrscheinlichkeit PRXY umgerechnet. Die Anzahl der Spuren NTRACK, deren d_0 und z_0 weitergehende Anforderungen erfüllen, ist ebenfalls eine relevante Variable, auf die im zweiten neuronalen Netz zurückgegriffen wird.

5.5.2 Betrachtung von Formparametern

Zusätzlich zu den Unterschieden bezüglich sekundärer Vertizes gibt es weitere Merkmale, in denen sich b-Jets von udsc-Jets abheben. Zu diesen zählen die sogenannten Fox-Wolfram-Momente H_l der Ordnung l, die folgendermaßen definiert sind [87]:

$$H_l = \Sigma_{i,j} \frac{p_i p_j}{s} P_l(\cos \phi_{ij}). \tag{5.6}$$

Dabei läuft die Summe über alle Kombinationen von zwei Teilchen in einem Jet; p_i und p_j sind die Beträge der Teilchenimpulse, s ist das Quadrat der Schwerpunktsenergie, P_l ist das gewöhnliche Legendre-Polynom der Ordnung l und $\cos \phi_{ij}$ der Cosinus des Winkels zwischen den Teilchen. In BHEMI werden die Momente der Ordnungen Null bis Vier verwendet.
Daneben findet eine weitere Variable Verwendung im zweiten neuronalen Netz: der Transversalimpuls PZ des Jets relativ zur Strahlachse.

Die vollständige Liste der Input-Variablen für das zweite neuronale Netz von BHEMI lautet also:
PRXY, NTRACK, log(PNET) (falls NNET $\neq 0$, sonst 0), NNET, H_0, H_1, H_2, H_3, H_4 und PZ.

Der Output BHEMI dieses zweiten neuronalen Netzes liegt zwischen Null und Eins und gibt die Wahrscheinlichkeit dafür an, daß der untersuchte Jet ein b-Jet ist.

5.5.3 Bewertung von BHEMI

Zur Bewertung des b-Tags mit neuronalen Netzen BHEMI wurden zwei Fragestellungen untersucht: zum einen die Effizienz und Reinheit des b-Tags, zum anderen die relative Bedeutung der einzelnen Variablen.

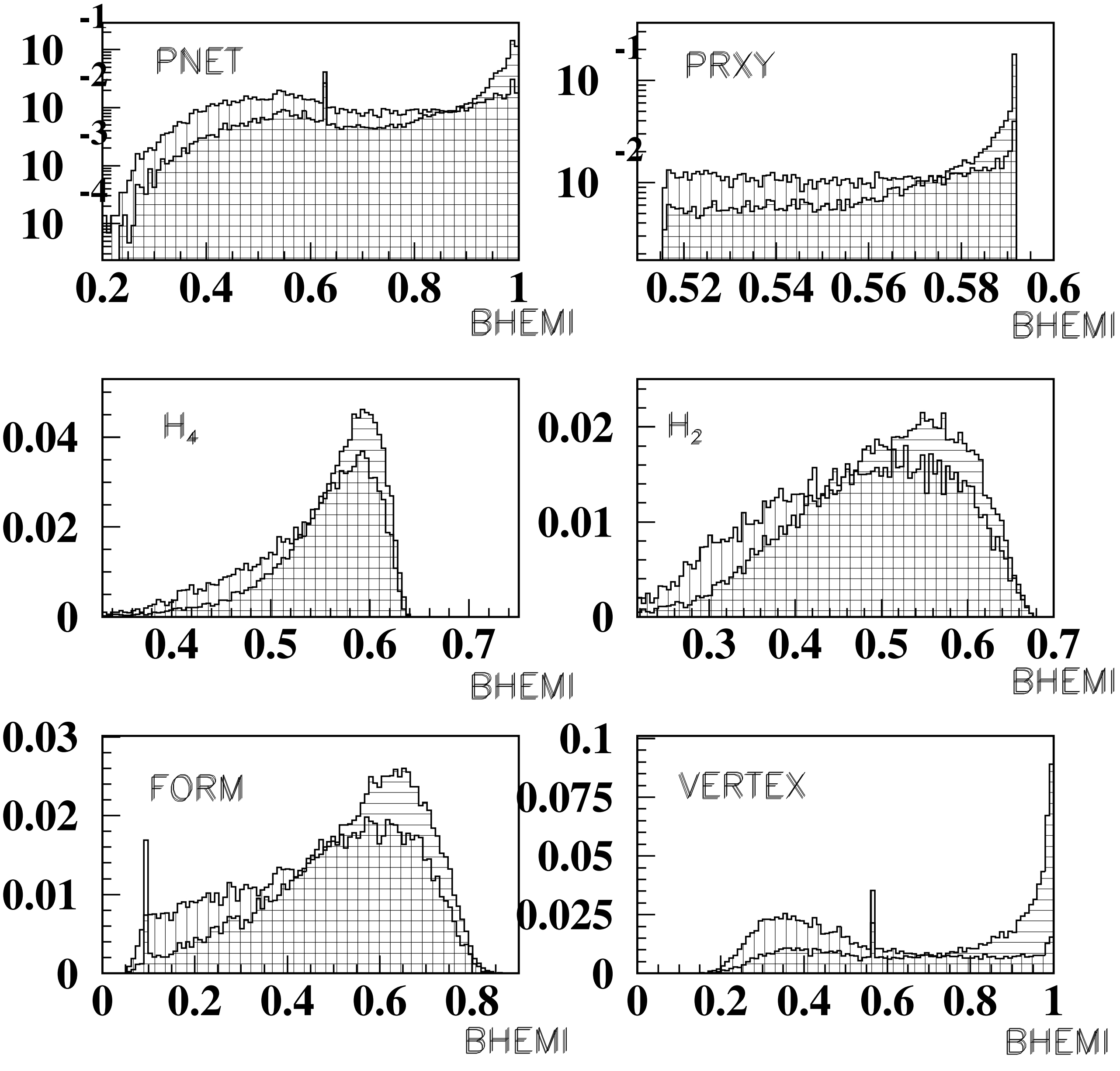


Abbildung 5.4: *Verteilungen des Outputs des neuronalen Netzes BHEMI, falls nur die in den Abbildungen angegebenen Variablen für den Tag verwendet werden. Vertikale Schraffur: udsc-Jets; horizontale Schraffur: b-Jets. FORM = alle Form-Variablen; VERTEX = alle Vertex-Variablen.*

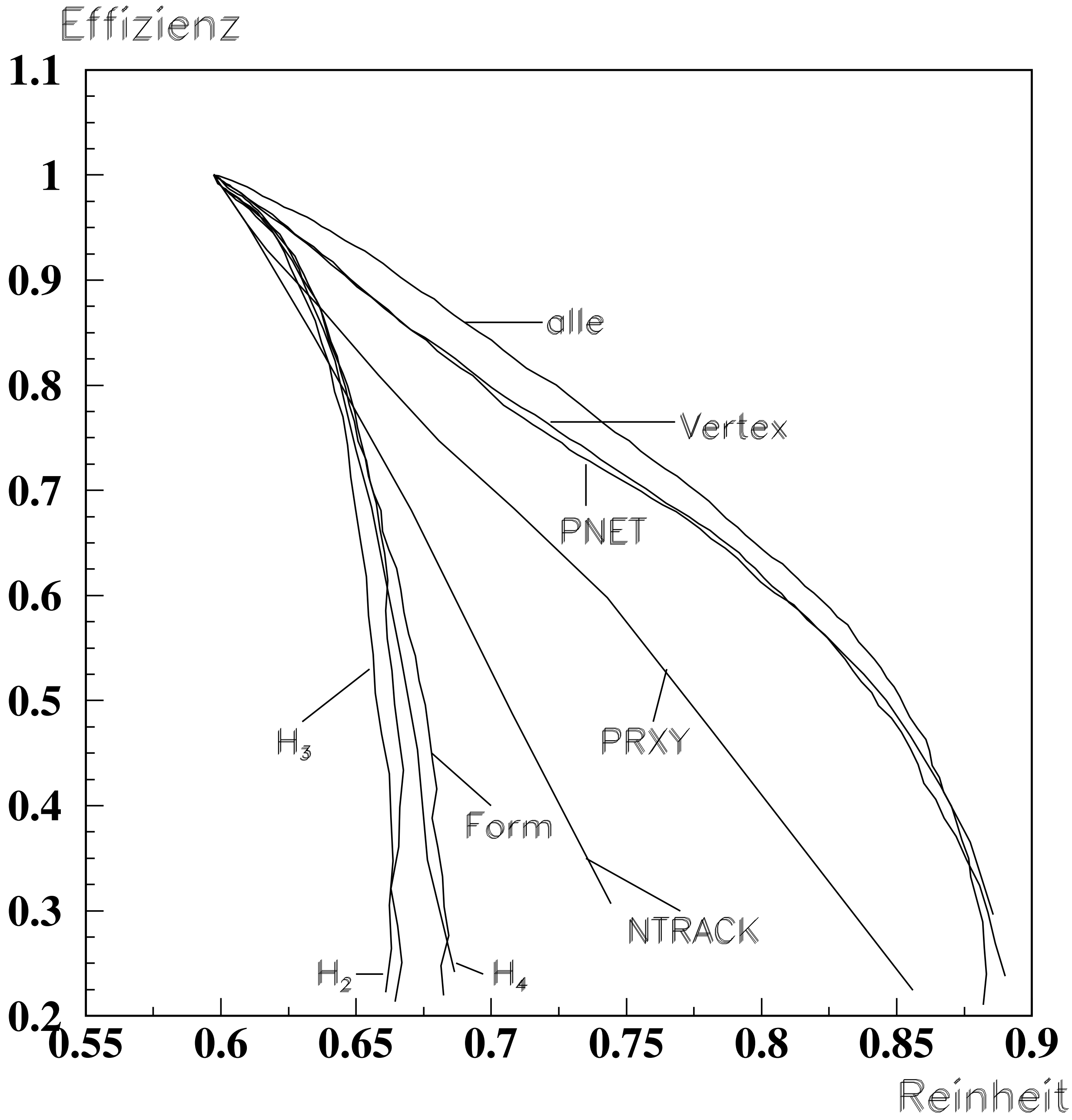


Abbildung 5.5: *Effizienz als Funktion der Reinheit (Anzahl selektierter b-Jets geteilt durch Anzahl aller selektierten Jets) für verschiedene Input-Variablen in einem HZ-Datensatz (MC-Run 5567).*

Zur zweiten Frage zeigt sich, daß die Vertex-Variablen den Form-Variablen hinsichtlich Effizienz und Reinheit deutlich überlegen sind. Die stärkste Form-Variable, das vierte Fox-Wolfram-Moment, das fast alleine für die kombinierte Effizienz der Form-Variablen zuständig zu sein scheint, kann in Effizienz und Reinheit nicht mit Vertex-Variablen mithalten, und alle Vertex-Variablen zusammen sind deutlich effizienter als die Kombination aller Form-Variablen. Abbildung 5.4 zeigt den Output des neuronalen Netzes BHEMI für b- und udsc-Jets für den Fall, daß nur einzelne Variablen(-Kombinationen) als Input benutzt werden. Abbildung 5.5 zeigt die Effizienz des Tags als Funktion der Reinheit für einzelne Variablen(-Kombinationen). Die Abbildungen wurden erstellt, indem der Einfluß von nicht gewünschten Variablen durch Setzen auf einen konstanten Wert eliminiert wurde. Beide Abbildungen wurden in einem HZ-Datensatz (MC-Run 5567) erstellt; in Abbildung 5.4 gingen gleiche Anzahlen von b- und udsc-Jets ein.

Im Vergleich mit anderen b-Tag-Algorithmen, die in OPAL Verwendung finden, schneidet BHEMI gut ab. Abbildung 5.6 zeigt die Unreinheit als Funktion der Effizienz verschiedener b-Tags in einem Datensatz mit $Z^0 \rightarrow q\overline{q}$-Ereignissen (MC-Run 5025)[7]. Wie allerdings schon erwähnt, übertrifft der 'neue b-Tag' alle anderen Verfahren. Abbildung 5.7 schließlich zeigt den Output des neuronalen Netzes BHEMI unter der Annahme gleicher Anzahlen für b- und udsc-Jets bei Verwendung aller Variablen.

Die deutliche Verbesserung in Effizienz und Reinheit zwischen [73] und den neuerdings in OPAL hierfür angeführten Werten [46] ist im wesentlichen in der Verwendung des neuen, in der Abbildung mit '*new tagger*' bezeichneten 'neuen b-Tags' begründet [88].

---

[7] Die Grundlage zu diesem Plot stammt von D. Glenzinzski, der alle Verfahren außer BHEMI getestet hat. Im Rahmen dieser Arbeit wurde der Plot lediglich um die Punkte für BHEMI erweitert.

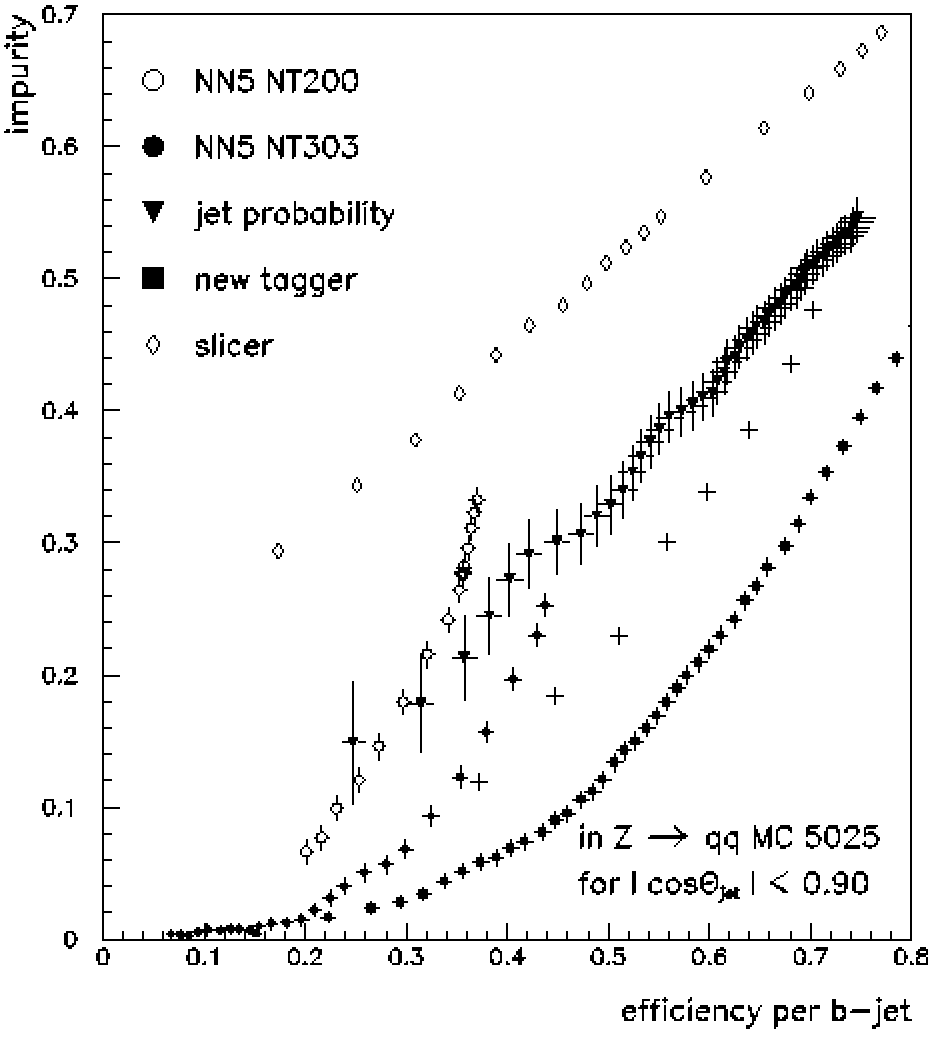


Abbildung 5.6: *Vergleich verschiedener b-Tagger. Der in diesem Kapitel beschriebene Tag BHEMI ist durch einfache Kreuze gekennzeichnet. Der 'neue b-Tag' heißt in der Abbildung 'new tagger'.*

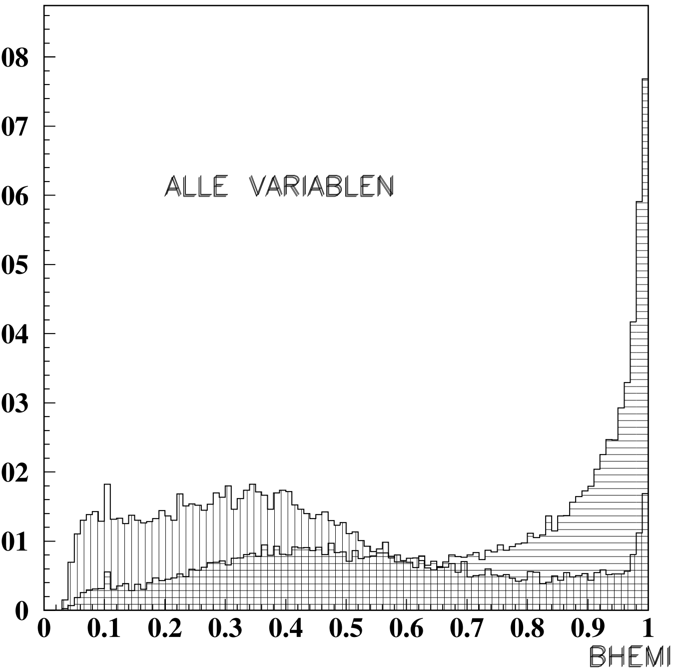


Abbildung 5.7: *Verteilungen des Outputs des neuronalen Netzes BHEMI für b- (horizontale Schraffur) und udsc-Jets (vertikale Schraffur).*

5.5.4 Der Lepton-Tag

Neben der Rekonstruktion sekundärer Zerfallsvertizes und der Untersuchung von Formvariablen gibt es eine weitere Möglichkeit, b-Jets zu erkennen. Sie macht sich die Tatsache zunutze, daß es einen semileptonischen Zerfallskanal für b-Hadronen gibt, der zu Leptonen mit verhältnismäßig hohem Transversalimpuls relativ zur Jetachse führt.
In dieser Arbeit wurde der von M. Boutemeur um einige Qualitätsschnitte modifizierte Standardalgorithmus der OPAL-Kollaboration zur Identifikation von Leptonen verwendet (OPAL-Programmbibliothek ID [89]). Die in einigen Monte-Carlo-Datensätzen gefundenen Leptonen wurden mit Hilfe der Monte-Carlo-Information in vier Klassen eingeteilt: wahres Lepton aus einem b-Jet, wahres Lepton aus einem udsc-Jet, falsch identifiziertes Lepton aus einem b-Jet, falsch identifiziertes Lepton aus einem udsc-Jet, wobei das Lepton dem Jet zugerechnet wurde, mit dem es den kleinsten Winkel bildet. Für jede dieser vier Klassen wurde der Quotient aus dem Leptonimpuls senkrecht zur zugehörigen Jetachse und der Jetenergie in ein Histogramm eingetragen; dieser Quotient wird im folgenden WPT genannt. Dabei sind

Jetenergie und -impuls definiert als Energie und Impuls abzüglich Energie und Impuls des identifizierten Leptons, um eine sinnvolle Definition des Begriffes des Relativimpulses zu erhalten. Die Division durch die Energie des Jets wurde durchgeführt, weil b-Jets aufgrund der gegenüber udsc-Quarks höheren Masse von b-Quarks eine etwas niedrigere Energie haben sollten.

Für den hier diskutierten Lepton-Tag wurde eine empirische Variable konstruiert, die mit einer Wahrscheinlichkeit assoziiert werden kann. Dazu wurden die vier erwähnten Histogramme auf Eins normiert (siehe Abbildung 5.8; '*Fake*' bedeutet ein falsch identifiziertes Lepton). Die vier normierten Histogramme wurden addiert und das Histogramm für den Fall 'wahres Lepton aus b-Jet' durch diese Summe geteilt. Die so erhaltene Verteilung in der Variable WPT wurde mit der Funktion (5.7) gefittet.

$$\mathrm{f(x) = p_1 - p_2 \cdot exp(p_3 - p_4 \cdot x)} \tag{5.7}$$

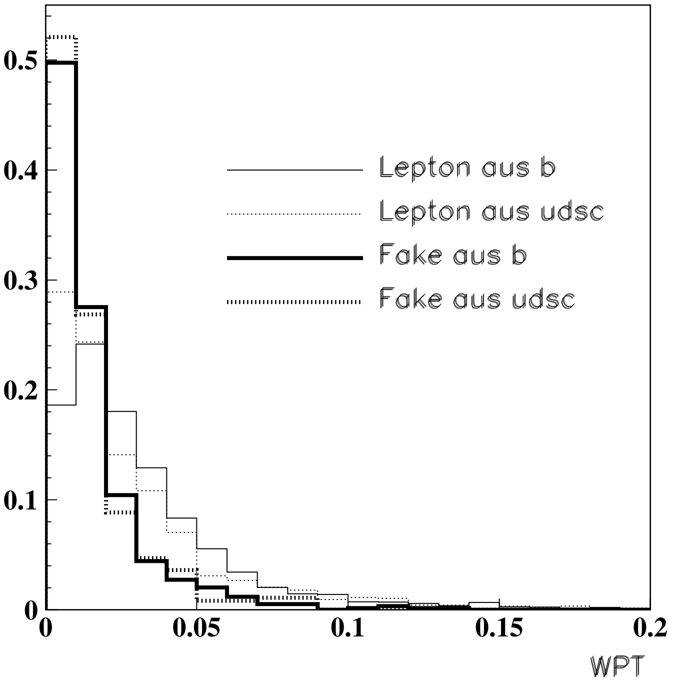


Abbildung 5.8: *Die auf Eins normierten Histogramme der im Text erwähnten vier Klassen von Leptonen. 'Fake' bedeutet ein falsch identifiziertes Lepton.*

Die erhaltene Funktion wurde noch mit einem Faktor multipliziert, damit ihre Werte im physikalisch relevanten Bereich der Variable WPT zwischen Null und Eins liegen, siehe Abbildung 5.9.

Bei Vorliegen eines oder mehrerer Leptonen in einem Jet wurde dann zunächst das mit dem höchsten WPT ausgewählt; dann wurde der Wert der Funktion f(WPT) für dieses WPT berechnet und als Wahrscheinlichkeit dafür interpretiert, daß das untersuchte Teilchen ein Lepton aus einem b-Zerfall ist.

5.5.5 Kombination und Ergebnis

Die Kombination des Outputs des neuronalen Netzes BHEMI und der Leptonwahrscheinlichkeit f(WPT) zu einem umfassenderen b-Tag BTAG erfolgt bei Vorliegen eines Leptons im Jet multiplikativ:

$$\mathrm{BTAG} = 1 - (1 - \mathrm{BHEMI}) \cdot (1 - \mathrm{f(WPT)}). \tag{5.8}$$

Wird im untersuchten Jet kein Lepton gefunden, so gilt BTAG = BHEMI. Es zeigt sich, daß der Einschluß des Lepton-Tags f(WPT) die Effizienz und Reinheit des b-Tags nur unwesentlich anheben kann.

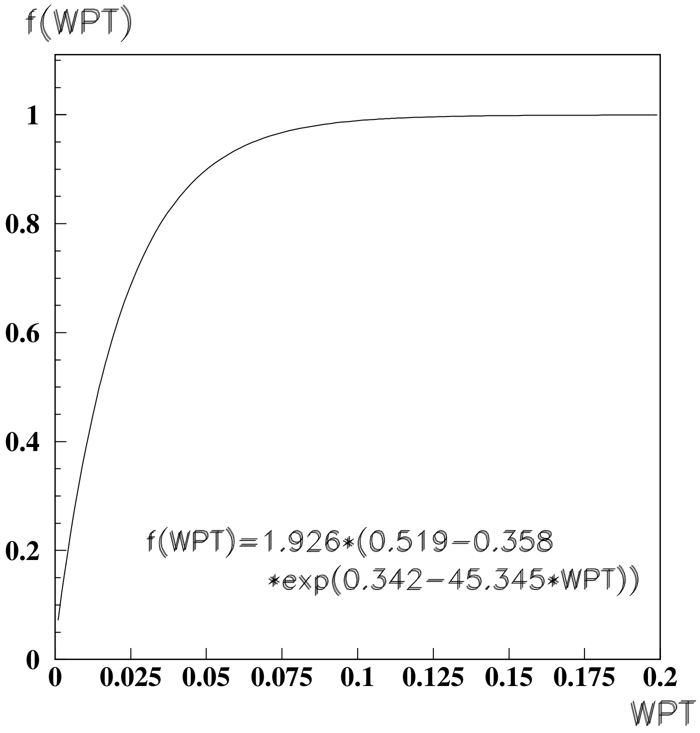


Abbildung 5.9: *Die Funktion f(WPT), die ein Maß der Wahrscheinlichkeit darstellt, daß ein Lepton aus dem semileptonischen Zerfall eines b-Hadrons stammt.*

5.6 Der 'neue b-Tag' JPNTAG

Der 'neue b-Tag' ist sehr komplex; er kombiniert wie auch schon das oben beschriebene Verfahren BHEMI Informationen über sekundäre Vertizes (also Lebensdauern), Leptonen mit hohem p_T und Form-Variablen [46]. Dabei verwendet er auch in BHEMI nicht vorkommende Variablen wie den Impaktparameter relativ zum Sekundärvertex oder den Transversalimpuls einer Spur relativ zur Jetachse. Ebenso spielen aber einige Variablen, die in BHEMI einfließen, hier keine Rolle, wie zum Beispiel die Fox-Wolfram-Momente oder die z-Komponente des Jetimpulses.

Für den Tag werden drei Größen berechnet:

- Der *Lifetime*-Tag: Dieser Tag nutzt die vergleichsweise lange Lebensdauer und die hohe Multiplizität von b-Jets aus. Fünf aus relevanten Größen (wie z.B. den Impaktparametern relativ zu primärem und sekundärem Vertex, den Zerfallslängen und deren Fehlern und den Impulsen der Spuren) gebildete Variablen werde mit Hilfe eines neuronalen Netzes zu einem Tag β_A kombiniert.

- Der Lepton-p_T-Tag β_B und ein Formvariablen-Tag β_C werden aus dem p_T von Leptonen relativ zum zugehörigen Jet bzw. der Sphärizität des Jets in seinem Ruhesystem gebildet.

Die drei Größen $\beta_{A,B,C}$ können dann mit einer Likelihood-Selektion zu einer gesamten b-TAG-Wahrscheinlichkeit JPNTAG_j für den Jet j kombiniert werden. Abbildung 1 in [46] veranschaulicht die Kombination von Variablen, neuronalen Netzen und Likelihood-Selektion zu einer Gesamtwahrscheinlichkeit.
Da dieser Tag allen anderen verfügbaren Verfahren überlegen ist (siehe Abbildung 5.6), wird er auch in der vorliegenden Analyse verwendet.

5.7 Der kinematische Fit

Ein kinematischer Fit dient dazu, die Abweichung gemessener kinematischer Variablen wie Impuls oder Energie von bestimmten Soll-Werten zu bestimmen und auf diese Weise Informationen darüber zu gewinnen, ob die gemessenen Größen mit der durch die Soll-Werte beschriebenen Hypothese verträglich sind. Die Abweichung wird dabei durch ein χ^2 ausgedrückt, das sich in eine Wahrscheinlichkeit umwandeln läßt. In der vorliegenden Arbeit wird ein neu geschriebener kinematischer Fit verwendet, der es ermöglicht, dem untersuchten Ereignis eine Zahl von Zwangsbedingungen aufzuerlegen.

5.7.1 Beschreibung des Fits

Der Fit geht davon aus, daß in einem Ereignis vier Jets gefunden werden, die aus dem Zerfall zweier Teilchen mit u.U. bekannten Massen stammen. Verwendet wird ein iteratives Verfahren, das auf der Invertierung einer Matrix beruht und ohne einen Aufruf der üblichen Fit-Routine aus der WW-Bibliothek auskommt, gegenüber der Vorbehalte geäußert worden waren [90]. Es wird Energie- und Impulserhaltung angenommen.

In einem ersten Schritt wird festgelegt, welche Paare von Jets zu Dijets kombiniert werden sollen. Danach werden sechs Größen aus den gemessenen Vierervektorkomponenten $\mathrm{p}_\mathrm{i}^\mathrm{j}$ berechnet: die Quadrate der beiden invarianten Dijet-Massen (minus den Werten der Zwangsbedingungen M_i^2, i=1,2) $\Delta\mathrm{M}_\mathrm{ab}^2$ (für die Jets a und b) und $\Delta\mathrm{M}_\mathrm{kl}^2$ (für die Jets k und l, k,l $\neq$ a,b), und die Quadrate der Summen der Vierervektorkomponenten, ebenfalls reduziert um den Wert der Zwangsbedingung, $\Delta\mathrm{F}_\mathrm{i}^2$, i=1,..,4:

$$\Delta\mathrm{M}_\mathrm{ab}^2 = (\mathrm{p}_4^\mathrm{a} + \mathrm{p}_4^\mathrm{b})^2 - \Sigma_{\mathrm{i}=1}^3(\mathrm{p}_\mathrm{i}^\mathrm{a} + \mathrm{p}_\mathrm{i}^\mathrm{b})^2 - \mathrm{M}_1^2 \tag{5.9}$$

$$\Delta\mathrm{M}_\mathrm{kl}^2 = (\mathrm{p}_4^\mathrm{k} + \mathrm{p}_4^\mathrm{l})^2 - \Sigma_{\mathrm{i}=1}^3(\mathrm{p}_\mathrm{i}^\mathrm{k} + \mathrm{p}_\mathrm{i}^\mathrm{l})^2 - \mathrm{M}_2^2 \tag{5.10}$$

$$\Delta\mathrm{F}_\mathrm{i}^2 = (\Sigma_{\mathrm{j}=1}^4 \mathrm{p}_\mathrm{i}^\mathrm{j})^2, \mathrm{i} = 1,2,3 \tag{5.11}$$

$$\Delta\mathrm{F}_4^2 = (\Sigma_{\mathrm{j}=1}^4 \mathrm{p}_4^\mathrm{j})^2 - \mathrm{s} \tag{5.12}$$

mit dem Quadrat der Schwerpunktsenergie s und den hypothetischen Massen der Dijets M_i, i=1,2. Die Gleichungen (5.9) und (5.10) enthalten die Zwangsbedingungen für die Dijet-Massen, (5.11) und (5.12) drücken die Forderung nach Impuls- und Energieerhaltung aus. Nun bildet man ein χ^2, das die Abweichung der gemessenen Werte $\mathrm{p}_\mathrm{i}^\mathrm{j}$ von beliebigen gewünschten $\mathrm{p}_\mathrm{i}^{\mathrm{j}/}$ beschreibt:

$$\chi^2 = \Sigma_{\mathrm{j}=1}^4 \Sigma_{\mathrm{i}=1}^4 (\frac{\mathrm{p}_\mathrm{i}^\mathrm{j} - \mathrm{p}_\mathrm{i}^{\mathrm{j}/}}{\sigma_\mathrm{i}^\mathrm{j}})^2 - \Sigma_\mathrm{ij} 2\lambda_\mathrm{ij} \Delta\mathrm{M}_\mathrm{ij}^2 - \Sigma_{\mathrm{i}=1}^4 2\lambda_\mathrm{i} \Delta\mathrm{F}_\mathrm{i}^2, \tag{5.13}$$

wobei die Summen im ersten Term auf der rechten Seite über Jets und Vierervektorkomponenten laufen. Die Summe über i,j im zweiten Term umfaßt die zwei Dijet-Kombinationen a,b und k,l. Die $\sigma_\mathrm{i}^\mathrm{j}$ sind Fehler auf den Vierervektoren, deren Parametrisierung weiter unten vorgestellt wird. Die λ übernehmen die Funktion Lagranger Multiplikatoren, mit denen Zwangsbedingungen berücksichtigt werden können. Das Ziel ist die Minimierung dieses χ^2; es ist erreicht, wenn alle Ableitungen des χ^2 nach den $\mathrm{p}_\mathrm{i}^\mathrm{j}$ verschwinden:

$$\frac{\partial\chi^2}{\partial\mathrm{p}_\mathrm{i}^\mathrm{j}} = 0. \tag{5.14}$$

Berechnet man diese Ableitungen analytisch und definiert

$$\Delta \mathrm{p}_\mathrm{i}^\mathrm{j} \equiv \mathrm{p}_\mathrm{i}^\mathrm{j} - \mathrm{p}_\mathrm{i}^{\mathrm{j}/}, \tag{5.15}$$

so läßt sich umformen:

$$\Delta \mathrm{p}_\mathrm{i}^\mathrm{j} = (\sigma_\mathrm{i}^\mathrm{j})^2 (\Sigma_\mathrm{kl} \lambda_\mathrm{kl} \frac{\partial \Delta \mathrm{M}_\mathrm{kl}^2}{\partial \mathrm{p}_\mathrm{i}^\mathrm{j}} + \Sigma_\mathrm{m} \lambda_\mathrm{m} \frac{\partial \Delta \mathrm{F}_\mathrm{m}^2}{\partial \mathrm{p}_\mathrm{i}^\mathrm{j}}). \tag{5.16}$$

Als nächstes betrachtet man die $\Delta \mathrm{M}_\mathrm{ab}^2$ und $\Delta \mathrm{F}_\mathrm{i}^2$ als totale Differentiale der Viererverktoren der Jets, $\mathrm{p}_\mathrm{i}^\mathrm{j}$, und kann damit schreiben:

$$\Delta \mathrm{M}_\mathrm{kl}^2 = \Sigma_{\mathrm{i}=1}^4 \Sigma_{\mathrm{j}=1}^4 \frac{\partial \Delta \mathrm{M}_\mathrm{kl}^2}{\partial \mathrm{p}_\mathrm{i}^\mathrm{j}} \Delta \mathrm{p}_\mathrm{i}^\mathrm{j} \tag{5.17}$$

und

$$\Delta \mathrm{F}_\mathrm{m}^2 = \Sigma_{\mathrm{i}=1}^4 \Sigma_{\mathrm{j}=1}^4 \frac{\partial \Delta \mathrm{F}_\mathrm{m}^2}{\partial \mathrm{p}_\mathrm{i}^\mathrm{j}} \Delta \mathrm{p}_\mathrm{i}^\mathrm{j}. \tag{5.18}$$

Durch Einsetzen von (5.16) in (5.17) und (5.18) ergeben sich Ausdrücke für die $\Delta \mathrm{M}_\mathrm{ab}^2$ und $\Delta \mathrm{F}_\mathrm{i}^2$, die Funktionen der λ sind. Die in diesen Ausdrücken vorkommenden Ableitungen werden analytisch mit (5.9 - 5.12) berechnet. Somit hat sich ein Gleichungssystem mit sechs Zeilen (5.17, 5.18) und sechs Unbekannten, den Lagrange-Multiplikatoren λ, ergeben. Die linken Seiten dieses Gleichungssystems sind durch die Meßwerte und (5.9 - 5.12) bestimmt. Mit einem Standardalgorithmus (CERNLIB RSINV [91]) kann nun die Matrix des Gleichungssystems invertiert und das System gelöst werden. Mit den Lösungen λ werden nach (5.16) die $\Delta \mathrm{p}_\mathrm{i}^\mathrm{j}$ berechnet; aus diesen erhält man über (5.15) neue $\mathrm{p}_\mathrm{i}^{\mathrm{j}/}$. Mit diesen wiederum können neue $\Delta \mathrm{M}_\mathrm{ij}^2$ und $\Delta \mathrm{F}_\mathrm{m}^2$ berechnet werden. Diese neuen Werte werden näher an den Zwangsbedingungen liegen als die alten.

Dieses Verfahren läßt sich iterativ anwenden, d.h. man verwendet die neuen $\mathrm{p}_\mathrm{i}^{\mathrm{j}/}$ nun wiederum als 'Meßwerte' und startet das Verfahren von vorne, erhält neue $\mathrm{p}_\mathrm{i}^{\mathrm{j}//}$, verwendet diese wiederum und so weiter. Der Fit ist beendet, sobald Energie- und Impulserhaltung erfüllt sind und für die beiden Dijets gilt:

$$\frac{(\mathrm{M}_\mathrm{ab} - \mathrm{M}_\mathrm{i})^2}{\Gamma^2} < 1, \tag{5.19}$$

mit einer Breite Γ, die für jedes Teilchen beliebig vorgegeben werden kann (für Z und W wird ihre natürliche Breite gewählt). Nach Beendigung des Fits berechnet man aus dem letzten $\mathrm{p}_\mathrm{i}^{\mathrm{j}/}$ und den ursprünglichen Meßwerten gemäß (5.13) das χ^2, aus dem wiederum die Wahrscheinlichkeit dafür berechnet werden kann, daß das Ereignis tatsächlich Impuls- und Energieerhaltung erfüllt und daß die Massen der Dijets den Werten M_i^2, i=1,2, entsprechen.

5.7.2 Fehlerparametrisierung

Die von M. Boutemeur erstellte Fehlerparametrisierung berücksichtigt mehrere Einflüsse auf die Fehler $\sigma_{\mathrm{i}}^{\mathrm{j}}$ einer Größe $\mathrm{p}_{\mathrm{i}}^{\mathrm{j}}$:

- den Wert der Größe selber,
- den Winkel zwischen Jet und Strahlrohr,
- die Energie des Jets und
- den Winkel mit dem nächsten Jet und dessen Energie.

Die vollständige Formel für die Fehler auf den Energien der Jets lautet (für $\mathrm{p}_4^{\mathrm{j}} \geq 10$ GeV):

$$\sigma_4^{\mathrm{j}} = \frac{\mathrm{p}_4^{\mathrm{j}}}{\Phi} \cdot [0.32 \cdot \frac{\cos\theta_{\mathrm{jl}} \cdot \mathrm{p}_4^{\mathrm{l}}}{\mathrm{p}_4^{\mathrm{j}} + \mathrm{p}_4^{\mathrm{l}}} + \mathrm{P}(\mathrm{p}_4^{\mathrm{j}})] \tag{5.20}$$

mit dem Polynom

$$\begin{aligned} P(p_4^j) =& 3.2302 - 0.16026 \cdot p_4^j + 0.2566 \cdot 10^{-2} \cdot (p_4^j)^2 - \\ & - 0.12914 \cdot 10^{-4} \cdot (p_4^j)^3 \end{aligned} \tag{5.21}$$

und Φ = 1.3 - $\cos\theta_{\mathrm{j}}$ falls $\cos\theta_{\mathrm{j}} \leq 0.76$, sonst $\Phi = 1$. θ_{j} ist dabei der Winkel zwischen Jetachse und Strahl, l bezeichnet den Jet, der am nächsten zu Jet j liegt, θ_{jl} ist der Winkel zwischen diesen beiden Jets.
Für $\mathrm{p}_4^{\mathrm{j}} < 10$ GeV wird gesetzt

$$\sigma_4^{\mathrm{j}} = 2 \cdot \mathrm{p}_4^{\mathrm{j}}. \tag{5.22}$$

Die Parametrisierung der Fehler der Impulskomponenten hat für $\mathrm{p}_4^{\mathrm{j}} \geq 10$ GeV folgende Gestalt:

$$\sigma_{\mathrm{i}}^{\mathrm{j}} = \frac{|\mathrm{p}_{\mathrm{i}}^{\mathrm{j}}|}{\Phi} \cdot [0.32 \cdot \frac{\cos\theta_{\mathrm{jl}} \cdot \mathrm{p}_4^{\mathrm{l}}}{\mathrm{p}_4^{\mathrm{j}} + \mathrm{p}_4^{\mathrm{l}}} + \mathrm{R}(\mathrm{p}_4^{\mathrm{j}})] \tag{5.23}$$

mit dem Polynom

$$\begin{aligned} R(p_4^j) =& 0.47358 - 0.012884 \cdot p_4^j - 0.60567 \cdot 10^{-4} \cdot (p_4^j)^2 + \\ & + 0.72141 \cdot 10^{-6} \cdot (p_4^j)^3 \end{aligned} \tag{5.24}$$

und demselben Φ wie für die Energiekomponenten. Für $\mathrm{p}_4^{\mathrm{j}} < 10$ GeV setzt man

$$\sigma_{\mathrm{i}}^{\mathrm{j}} = 2.25 \cdot \mathrm{p}_4^{\mathrm{j}}. \tag{5.25}$$

5.7.3 Anwendung

Zur Trennung von Signal und Untergrund werden verschiedene kinematische Fits durchgeführt:

- Zunächst werden Fits durchgeführt, in denen die Masse eines Dijets auf die Masse des Z^0 festgelegt wird. Die Masse des anderen Dijets wird nicht bestimmt. Es ergeben sich für jedes Ereignis sechs Fit-Möglichkeiten mit Wahrscheinlichkeiten $P_Z(H \to ij)$ (für die Kombination, bei der die Jets i und j als aus dem Zerfall des Higgs stammend angesehen werden), die in der Likelihood-Selektion benutzt werden, siehe Abschnitt 5.7.4.

- Ebenso wird jedes Ereignis als ein Ereignis gefittet, bei dem ein WW-Paar gebildet wird ('*WW-Ereignis*', $M_1 = M_2 = M_W$), um diesen speziellen 4f-Untergrund besser separieren zu können; hier gibt es drei mögliche Kombinationen mit Wahrscheinlichkeiten P_{WW}.

- Zusätzlich wird jedes Ereignis als HZ-Ereignis mit verschiedenen Higgs-Massen gefittet ($M_1 = m_H$, $M_2 = m_Z$). Bei unterschiedlichen Massen für Z und H ergibt das wiederum sechs mögliche Kombinationen mit Wahrscheinlichkeiten $P_{HZ}(H \to ij)$ für den Zerfall des Higgs in die Jets i und j. Diese Fits werden zur Bestimmung der invarianten Massen der Higgs-Kandidaten benutzt, siehe Abschnitt 5.9. Des weiteren wurde der Einfluß der Breite Γ auf den Fit untersucht. So wurde jedes Ereignis versuchshalber mit einer Higgs-Masse von 80 GeV und einer Breite von 12 GeV gefittet. Es zeigte sich, daß trotz der großen Breite die Zwangsbedingung von 80 GeV voll wirksam blieb, so daß dieser spezielle Fit nicht verwendet werden kann, ohne zu einer Verzerrung der Ergebnisse zu führen.

5.7.4 Kombination des Fits mit dem b-Tag JPNTAG

Zur Verdeutlichung des Trennungsvermögens der Kombination von Fit und b-Tag zeigt Abbildung 5.10 die aus den ungefitteten Vierervektoren berechnete invariante Masse von Dijet-Kombinationen in einem HZ-Monte-Carlo-Datensatz (MC-Run 5567, $m_H = 80$ GeV). Im ersten Bild links oben sind für alle Kombinationen sowohl die rekonstruierte Masse des H wie des Z eingetragen. Im zweiten Bild (oben rechts) wird auf dem b-Tag geschnitten: Das Produkt der b-Tag-Wahrscheinlichkeiten JPNTAG der beiden Jets im Higgs-Dijet muß größer als 0.9 sein, das der beiden Z-Jets kleiner als 0.2. Im dritten Bild wird auf der Fit-Wahrscheinlichkeit geschnitten ($P_{HZ} \geq 0.95$). Im vierten Bild sind beide Schnitte angewandt. Man sieht deutlich, wie die Schnitte die Signale von Z und H separieren.

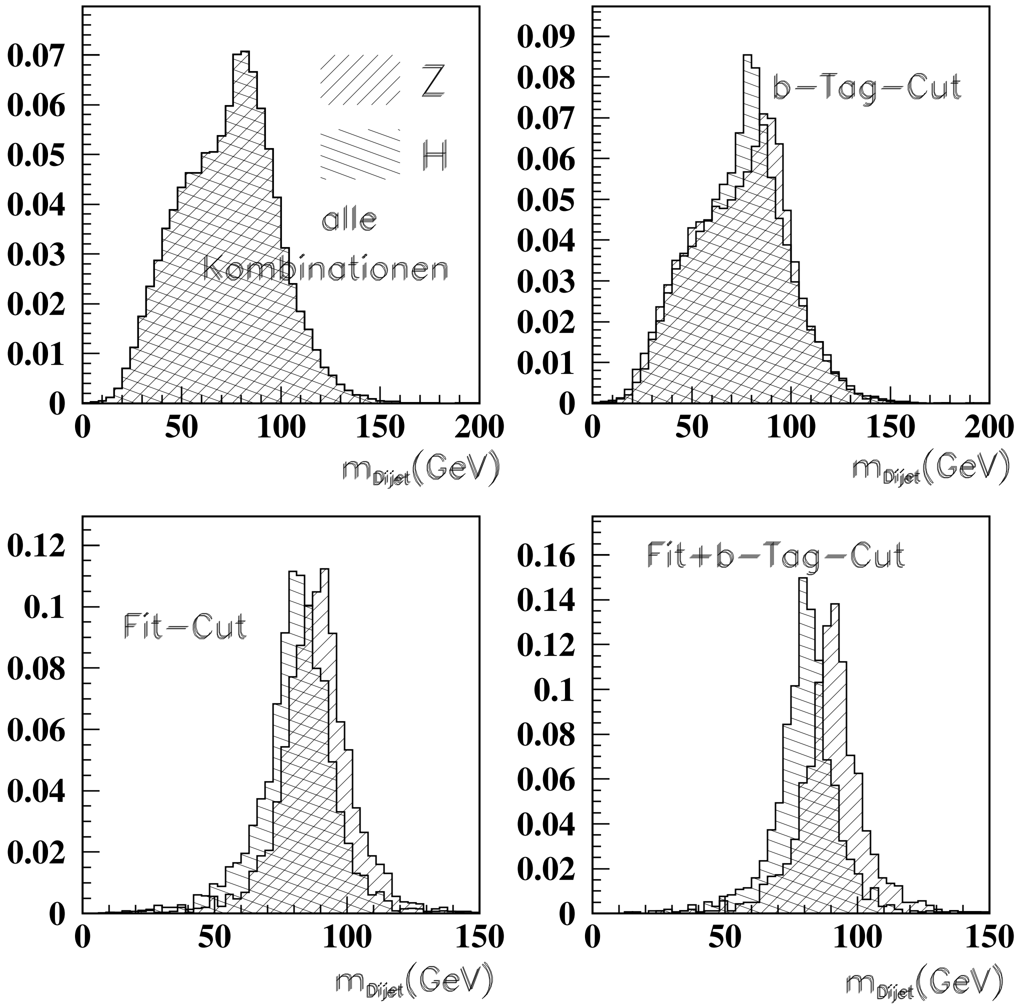


Abbildung 5.10: *Wirkung von Fit und b-Tag. Zur Beschreibung siehe Text.*

Ausgehend von der Überlegung, daß das Dijet-System aus dem Zerfall eines Higgs-Bosons von 80 GeV in b-Quarks sowohl deutliche b-Tag-Wahrscheinlichkeiten als auch eine hohe Fit-Wahrscheinlichkeit P_Z haben müßte, wird zur Verwendung in der Likelihood-Selektion eine Variable COMB aus b-Tag-Wahrscheinlichkeiten und Fit-Ergebnissen konstruiert:

$$\mathrm{COMB} = \max(\mathrm{JPNTAG_i} \cdot \mathrm{JPNTAG_j} \cdot \mathrm{P_Z}(\mathrm{H} \rightarrow \mathrm{ij})) \qquad (5.26)$$

Das Maximum wird dabei unter den sechs möglichen Kombinationen im Ereignis gesucht.

Darüber hinaus wurden mehrere Kombinationen von b-Tags mit der WW-Fit-Wahrscheinlichkeit untersucht, um eine wirkungsvolle Methode zur Reduktion des WW-Untergrundes zu erreichen. Es zeigte sich jedoch, daß keine der konstruierten Variablen in der Likelihood-Selektion Vorteile gegenüber einer isolierten Behandlung von WW-Fitvariablen ergibt.

5.8 Die Likelihood-Selektion

5.8.1 Die Likelihood-Technik

In früheren Analysen wurden zur Reduktion von Untergrund gewöhnlich Schnitte auf Variablen eingeführt, deren Verteilungen für das Signal deutlich von denen für den Untergrund abwichen. Diese auf Schnitten basierende Technik hat den Nachteil, daß nicht berücksichtigt werden kann, daß die Verteilungen der Variablen für Signal und Untergrund statistischer Natur sind und daher eine Überlappung aufweisen. Diese Überlappung hat zur Folge, daß entweder zuwenig Untergrund weggeschnitten wird (also im Interesse einer hohen Signal-Effizienz große Unreinheit der Daten in Kauf genommen wird) oder aber die Effizienz der Selektion relativ niedrig gehalten werden muß, um zuviel Untergrund zu vermeiden.
Dieser Konflikt zwischen Effizienz und Reinheit läßt sich abmildern, wenn mit Hilfe einer Likelihood-Selektion die statistische Verteilung der Daten sowohl im Signal als auch im Untergrund berücksichtigt wird.

Eine solche Selektion hat zum Ziel, für ein beliebiges Ereignis anhand von Messungen **x** Wahrscheinlichkeiten zu berechnen, mit denen dieses Ereignis einer von N Ereignisklassen (Signal HZ, Untergrund usw.) zuzuordnen ist. Die Wahrscheinlichkeit $\mathrm{P_i^j(x_i)}$, zur Klasse j zu gehören ('*Likelihood*'), berechnet sich dabei für eine Variable i bei einem gemessenen Wert x_i gemäß folgender Formel (5.27):

$$\mathrm{P_i^j(x_i)} = \frac{\mathrm{f_i^j(x_i)}}{\mathrm{\Sigma_{k=1}^N f_i^k(x_i)}}. \tag{5.27}$$

Dabei ist $\mathrm{f_i^k}$ die Referenzverteilung für die Variable i in der Klasse k, die auf die Anzahl der Ereignisse normiert ist, die laut Monte-Carlo-Simulation nach der Vorselektion der Daten für die betrachtete integrierte Luminosität in der Klasse k verbleibt. $\mathrm{f_i^k}(x_i)$ ist also ein Maß für die Häufigkeit, mit der ein Ereignis der Klasse k in der Variable i einen Wert $\mathrm{x_i}$ annimmt. Im Gegensatz zur bisherigen Behandlung in OPAL (siehe z.B. [70, 92]) werden die Referenzverteilungen nicht auf Eins normiert, da diese Normierung eine statistisch korrekte Behandlung verschiedener Untergründe nicht zuläßt.
Die Kombination von M Variablen zu einer Gesamt-Likelihood $\mathcal{L}^\mathrm{j}$ für die

Klasse j erfolgt mit der korrekten Normierung durch die folgende Formel:

$$\mathcal{L}^{\mathrm{j}}(\mathbf{x}) = \frac{\Pi_{\mathrm{i}=1}^{\mathrm{M}} \mathrm{P}_{\mathrm{i}}^{\mathrm{j}}(\mathrm{x}_{\mathrm{i}})}{\Sigma_{\mathrm{k}=1}^{\mathrm{N}} \Pi_{\mathrm{i}=1}^{\mathrm{M}} \mathrm{P}_{\mathrm{i}}^{\mathrm{k}}(\mathrm{x}_{\mathrm{i}})}. \tag{5.28}$$

Zur endgültigen Selektion der Daten wird dann auf $\mathcal{L}^{\mathrm{j}}$ der gesuchten Klasse j geschnitten, wobei der Schnitt variiert werden kann, um ein optimales Verhältnis von Selektionseffizienz zu -reinheit zu finden.

5.8.2 Verwendete Variablen

In der endgültigen Selektion werden 16 Variablen verwendet, die in einem halbsystematischen Verfahren gefunden wurden: Ausgehend von einem Grundstock von vier Variablen, die wesentlich erschienen (COMB, $\mathrm{b}(\mathrm{h}_1) + \mathrm{b}(\mathrm{h}_2)$, β_{max}, $\Sigma \mathrm{n}_{\mathrm{p}}$ in nachfolgender Liste), wurden einzelne Variablen hinsichtlich ihrer Auswirkung auf Effizienz und Reinheit getestet. Variablen, die sich positiv auswirkten, wurden übernommen und das Verfahren mit anderen Variablen wiederholt. Die vollständige Liste der verwendeten Variablen lautet:

- COMB: das Maximum des Ausdrucks (siehe Abschnitt 5.7) $\mathrm{JPNTAG}_{\mathrm{i}} \cdot \mathrm{JPNTAG}_{\mathrm{j}} \cdot \mathrm{P}_{\mathrm{Z}}(\mathrm{H} \rightarrow \mathrm{ij})$ für das Ereignis,

- ΣPJNTAG(H): die Summe der b-Tag-Wahrscheinlichkeiten JPNTAG der beiden Jets, die gemäß der Variable COMB aus dem Zerfall des Higgs stammen ('Higgs-Jets'),

- $\beta_{max} = \max(\frac{\mathrm{p}_{\mathrm{dijet1}}}{\mathrm{E}_{\mathrm{dijet1}}}, \frac{\mathrm{p}_{\mathrm{dijet2}}}{\mathrm{E}_{\mathrm{dijet2}}})$: Eine Funktion von Dijet-Impulsen[8] $\mathrm{p}_{\mathrm{dijet1,dijet2}}$ und Dijet-Energien $\mathrm{E}_{\mathrm{dijet1,dijet2}}$, wobei die Dijets 1 und 2 diejenigen sind, für die der Ausdruck $(\mathrm{p}_{\mathrm{dijet1}} - 43.68\mathrm{GeV})^2 + (\mathrm{p}_{\mathrm{dijet2}} - 43.68\mathrm{GeV})^2$ möglichst nahe an Null liegt, die also kinematisch am nächsten an der WW-Hypothese liegen [70],

- $\Sigma \mathrm{n}_{\mathrm{p}}$: die Anzahl aller Teilchen im Ereignis, wobei ein Teilchen entweder eine geladene Spur oder ein unassoziierter elektromagnetischer oder hadronischer Cluster sein kann,

- $\Delta_{\mathrm{max}} - \Delta_{\mathrm{min}}$: die Differenz aus der größten und der kleinsten aus den Viererektoren des Ereignisses bildbaren invarianten Dijet-Masse,

- $\mathrm{E}_{\mathrm{min}}$: die minimale Jetenergie im Ereignis nach der Energiekorrektur,

---

[8] Der Impuls bzw. die Energie eines Dijets ist dabei als die Summe der Einzelimpulse oder -energien definiert.

- C-Par $= 3(e_1e_2 + e_1e_3 + e_2e_3)$: der mit einem Standardalgorithmus PXLSP3 aus der PX-Programm-Bibliothek [93] berechnete C-Parameter; dabei gilt $e_1 < e_2 < e_3$ mit den Eigenwerten e_i des normierten Impuls-Tensors der Ereignisses,

- y_{34}: der Parameter, der beschreibt, wann ein Ereignis von einer Dreijet- in eine Vierjet-Topologie übergeht (siehe Abschnitt 5.3),

- $E_1 + E_2 - E_3 - E_4$: dabei sind $E_1 > E_2 > E_3 > E_4$ die korrigierten Jetenergien,

- $\min(n_p)$: die minimale Teilchenanzahl in einem Jet,

- H-Winkel: der Cosinus des Winkels zwischen den beiden Higgs-Jets,

- $\ln(\max(P_{WW}))$: der Logarithmus der maximalen Wahrscheinlichkeit, daß das Ereignis einem WW-Ereignis entspricht,

- ΣJPNTAG(alle): die Summe der b-Tag-Wahrscheinlichkeiten JPNTAG der vier Jets,

- p_{max}(Higgs): der maximale Impuls eines Teilchens in einem Higgs-Jet,

- max(JPNTAG): das maximale Produkt zweier b-Tag-Wahrscheinlichkeiten JPNTAG im Ereignis und

- YCUTS$=(y_{34} - y_{45})$/EVIS: eine Kombination aus der sichtbaren Energie EVIS und den Werten y_{34} und y_{45}, ab denen das Ereignis von einer Vierjet- in eine Fünfjet- bzw. Dreijet-Topologie umkippt (siehe Abschnitt 5.3).

Die Referenzhistogramme dieser Variablen finden sich in den Abbildungen 5.11 und 5.12; dort sind sie allerdings auf Eins normiert, um einen besseren Vergleich der Formen der Spektren zu ermöglichen.

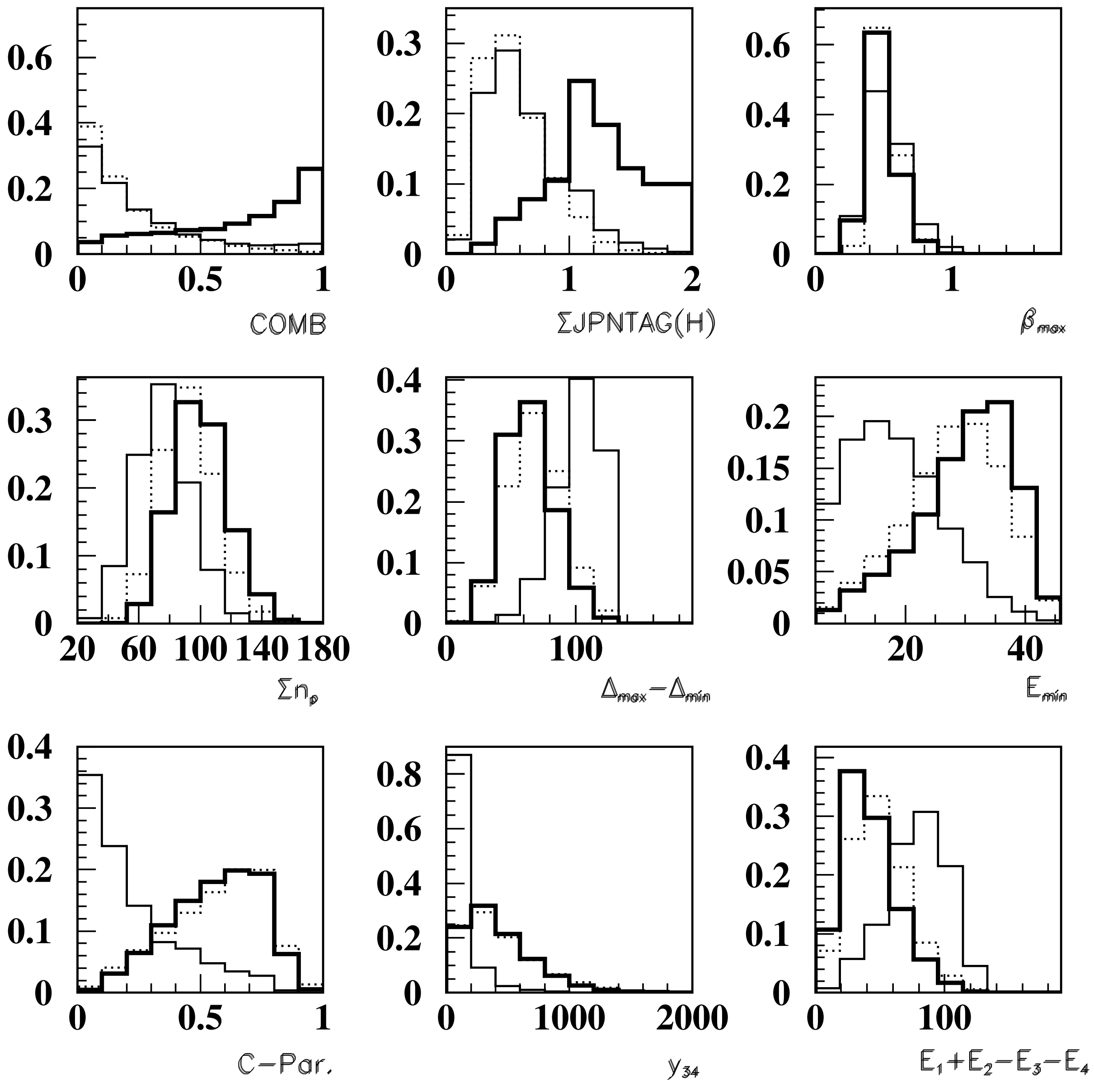


Abbildung 5.11: *Die auf Eins normierten Referenzverteilungen der in der Selektion verwendeten Variablen. Dicke durchgezogene Linie: HZ; dünne durchgezogene Linie:* Z^0/γ*; gestrichelte Linie: 4f.*

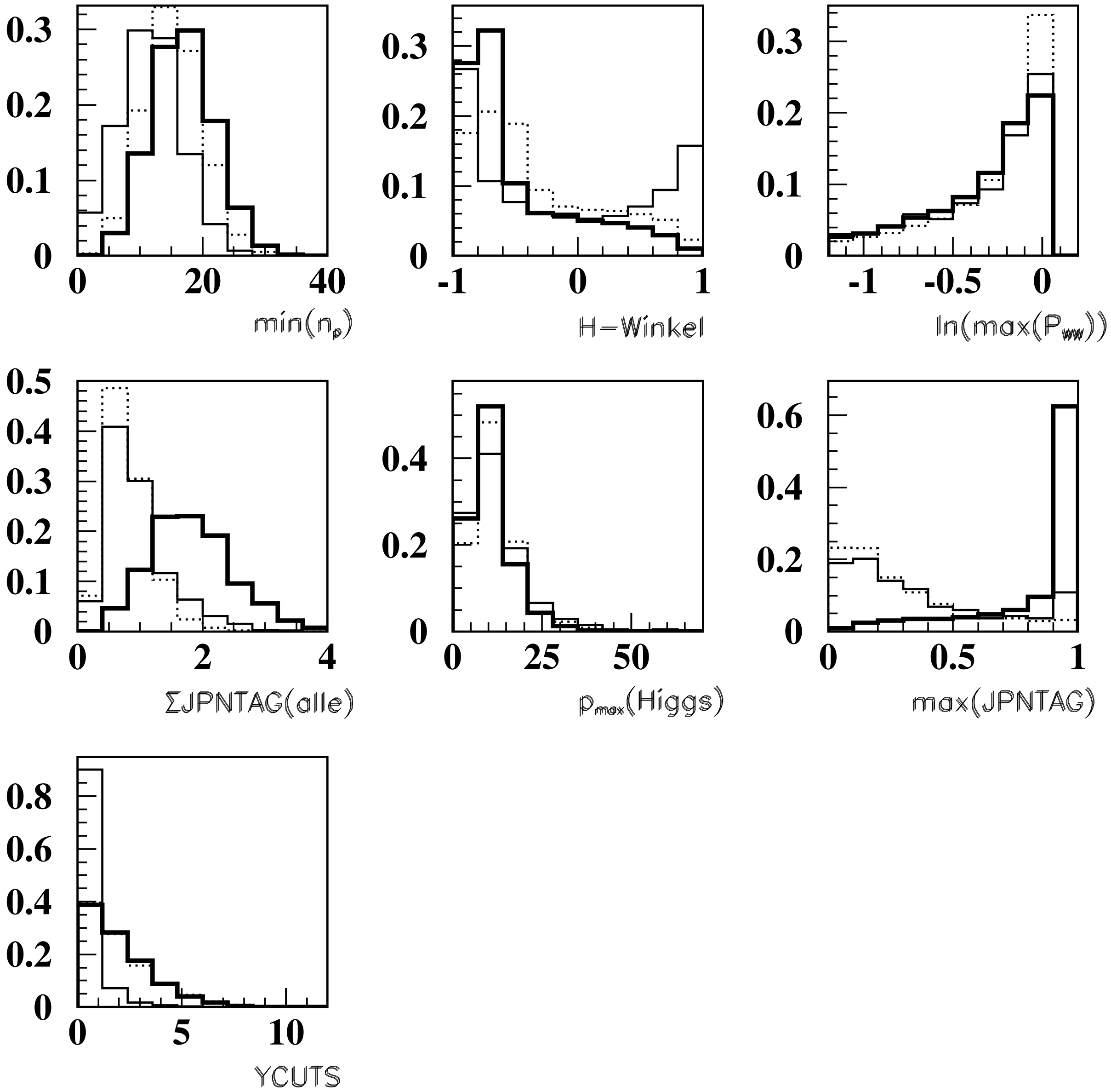


Abbildung 5.12: *Weitere auf Eins normierte Referenzverteilungen der in der Selektion verwendeten Variablen. Dicke durchgezogene Linie: HZ; dünne durchgezogene Linie:* Z^0/γ*; gestrichelte Linie: 4f.*

Es ist zu berücksichtigen, daß der Untergrund aus 2-Photon-Ereignissen nicht in die Likelihood-Selektion aufgenommen wird, da die wenigen 2-Photon-Ereignisse, die nach der Vorselektion der Daten verbleiben, Verteilungen in den relevanten Variablen haben, die sie nur geringe Werte der Likelihood $\mathcal{L}^{\mathrm{HZ}}$ erreichen lassen. So haben die Ereignisse des 'getaggten' 2-Photon-Datensatzes (MC-Run 1126) vor allem für die minimale Teilchenanzahl in einem Jet $\min(\mathrm{n_p})$, die Summe der Teilchen in allen Jets $\Sigma \mathrm{n_p}$ und das maximale Produkt zweier b-Tag-Wahrscheinlichkeiten max(JPNTAG) deutlich geringere Werte als das Signal HZ, siehe Abbildung 5.13. Für den 'ungetaggten' 2-Photon-Datensatz (MC-Run 1006) gilt ähnliches: Das eine verbleibende Ereignis hat eine sehr hohe minimale Jetenergie von 42.8 GeV, ein β_{max} von 0.76 und einen großen Cosinus des Winkels zwischen den beiden Higgs-Jets von 0.463. Des weiteren ist sowohl die Summe der b-Tags in den Higgs-Jets ΣJPNTAG(H) als auch das maximale Produkt zweier b-Tag-Wahrscheinlichkeiten max(JPNTAG) sehr niedrig (0.595 bzw. 0.421).

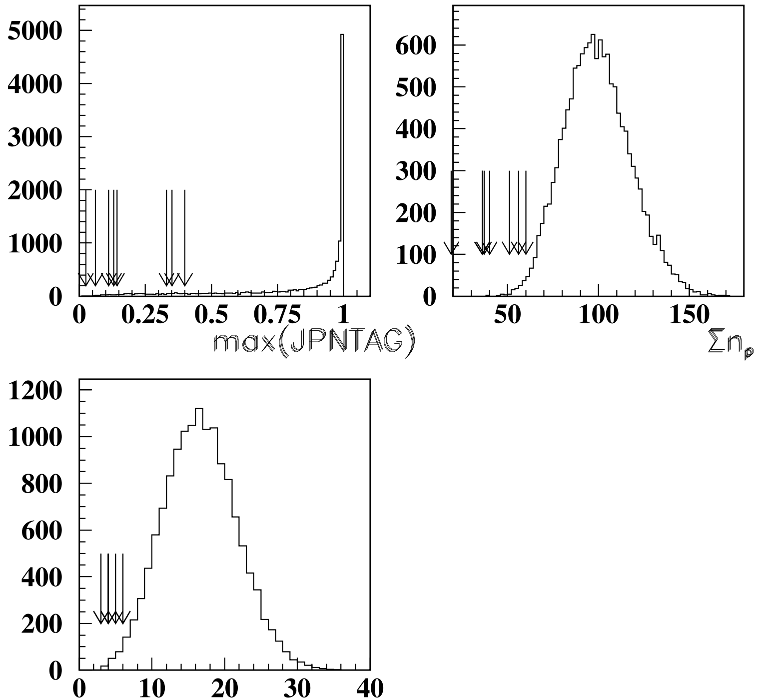


Abbildung 5.13: *Verteilung der nach der Vorselektion verbleibenden 2-Photon-Ereignisse des MC-Runs 1126 (Pfeile) gegenüber dem Signal HZ (Histogramm,* $\mathrm{m_H}$ *= 80 GeV).*

5.9 Ergebnisse

Mit den beschriebenen 16 Variablen werden die in Abbildung 5.14 eingezeichneten Effizienzen und Verhältnisse von selektierten Signal- zu Untergrundereignissen ('*Signal-over-Noise*', S/N) erreicht (die Kurve wurde erstellt, indem Effizienz und S/N für verschiedene Schnitte auf der HZ-Likelihood $\mathcal{L}^{\mathrm{HZ}}$ berechnet wurden). Zum Vergleich sind auch die Punkte markiert, die die Effizienzen und S/N der letzten beiden OPAL-Ergebnisse beschreiben [46, 73]. Das Ergebnis ist ungefähr mit der neuesten OPAL-Analyse [46] vergleichbar.

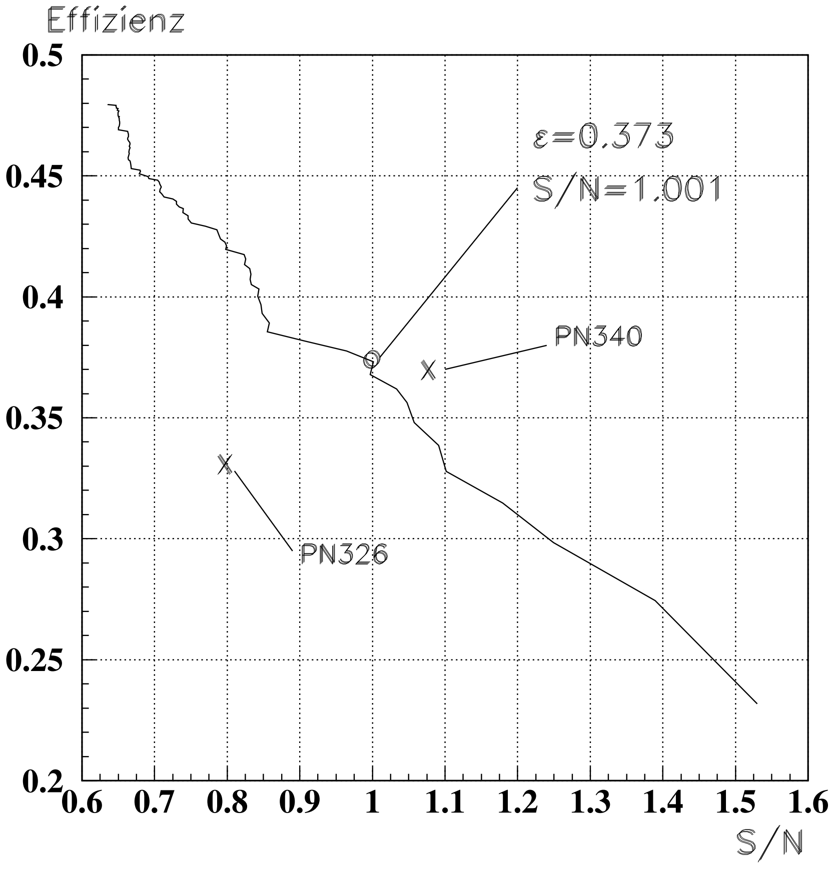


Abbildung 5.14: *Effizienz und S/N der beschriebenen Analyse (durchgezogene Linie). Eingezeichnet sind auch die Ergebnisse der letzten in OPAL veröffentlichten Analysen (PN340 = [46], PN326 = [73]).*

Die Abbildung 5.15 zeigt die Verteilung der Likelihood $\mathcal{L}^{\mathrm{HZ}}$ für 4f-, Z/γ- und HZ-Ereignisse. Es fällt auf, daß die HZ-Ereignisse sich im letzten Bin des oberen Histogramms häufen, von dem ein Teil in der unteren Abbildung mit größerer Auflösung dargestellt wird. Die Variable $\mathcal{L}^{\mathrm{HZ}}$ hat also Trennungsvermögen zwischen dem Signal HZ und den Untergrundprozessen. Es verbleibt aber irreduzibler Untergrund, unter anderem aus WW-Ereignissen. Die Übereinstimmung der Daten mit der Simulation ist befriedigend.

Der endgültige Schnitt auf der Variable $\mathcal{L}^{\mathrm{HZ}}$ wird zu 0.99989 gewählt. Diese Wahl entspricht einer Effizienz von 37.3 % und einem S/N von ca. 1.001. Bei einer Erwartung von 6.93±1.07(stat.) Ereignissen aus Untergrundprozessen werden sechs Ereignisse selektiert. Es gibt also keine Evidenz für Higgs-Bosonen in den untersuchten Daten[9]. Tabelle 5.3 gibt einen Überblick über die Anzahl selektierter Ereignisse in den einzelnen MC-Datensätzen und in den Daten.

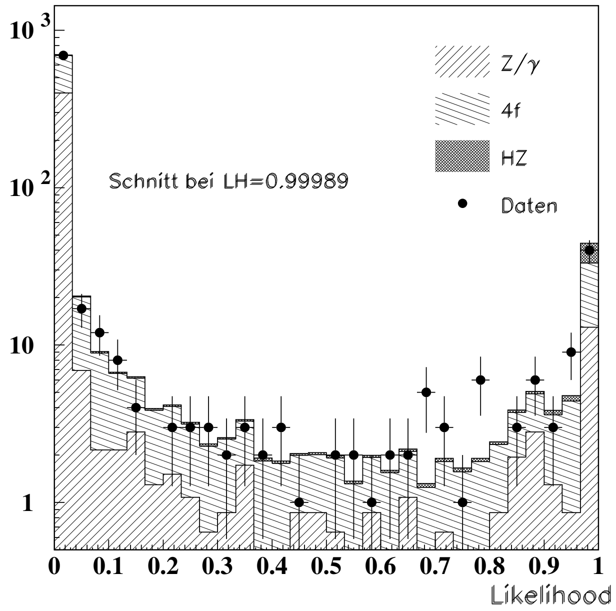
p84-86 p88-89	ΣUG	Z^0/γ 5050	4f 5795	4f 6909	4f 6910	2γ 1006	2γ 1126	HZ 5567	ϵ [%]
9	6.93 ±1.07	3.02 (14)	3.91 (231)	0 (0)	0 (0)	0 (0)	0 (0)	6.94 (5596)	37.3

Tabelle 5.3: *Übersicht über die Likelihood-Selektion. Angegeben ist die für 57.3* pb^{-1} *erwartete Anzahl der Ereignisse, die eine Likelihood* $\mathcal{L}^{\mathrm{HZ}}$ *von größer als 0.99989 haben. In Klammern ist die Anzahl der nach dem Schnitt verbleibenden Monte-Carlo-Ereignisse angegeben.*

Tabelle 5.4 zeigt die Werte der Likelihood $\mathcal{L}^{\mathrm{HZ}}$ und die rekonstruierte invariante Massen der Higgs-Kandidaten für die sechs selektierten Daten-Ereignisse .

---

[9] Tatsächlich würde man erst dann von einer Entdeckung des Higgs-Bosons reden, wenn der Exzeß beobachteter Ereignisse über der Erwartung 5σ, also 5 mal die Wurzel der Anzahl der erwarteten Ereignisse beträgt. In Fall der vorliegenden Analyse bedeutet das, daß mehr als 20 Ereignisse selektiert werden müßten.



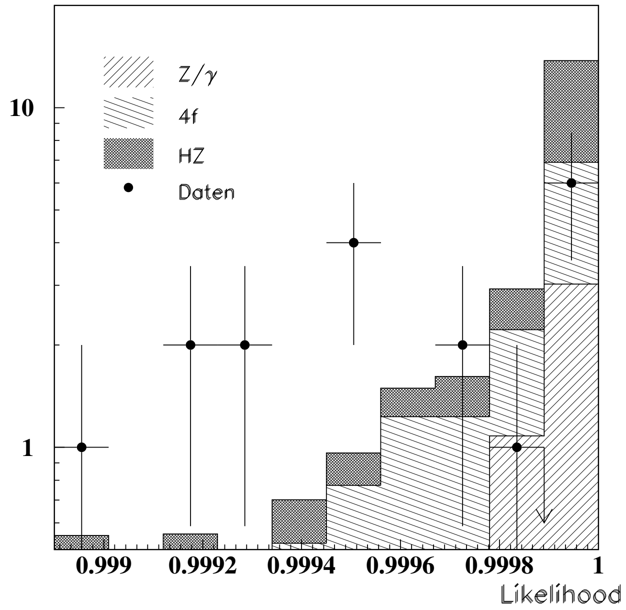


Abbildung 5.15: *Verteilung der Likelihood* $\mathcal{L}^{\mathrm{HZ}}$ *für das Signal und die verschiedenen Untergründe. Der Pfeil in der unteren Abbildung kennzeichnet den Schnitt auf der Likelihood.*

Die Rekonstruktion der invarianten Masse m_H erfolgt mit einer Reihe von HZ-Fits (Abschnitt 5.7.3): Die gemäß der Variable COMB aus dem Zerfall des Z^0 stammenden Jets werden auf die Masse des Z^0 festgelegt; dann wird die invariante Masse der beiden anderen Jets nacheinander auf verschiedene Werte in einem Intervall von 45 bis 105 GeV festgesetzt und das χ^2 jedes Fits als Funktion der aus den gefitteten Vierervektoren bestimmten Kandidatenmasse in ein Histogramm eingetragen. Dabei wird $\Gamma = 2$ GeV gesetzt, siehe Abschnitt 5.7.1. Aus diesem Histogramm wird die Masse bestimmt, für die das χ^2 minimal wird, siehe Abbildung 5.16. Diese wird als Masse m_H des Higgs-Kandidaten genommen. Die Fehler auf dieser Masse sind die Differenzen aus m_H und den Werten der Masse, bei denen das χ^2 gegenüber seinem Minimalwert um Eins angewachsen ist. Da die χ^2-Verteilungen asymmetrisch sind, treten hierbei asymmetrische 1σ-Fehler auf. Aufgrund der zu niedrigen Massen hin flacheren χ^2-Kurven sind die Fehler für kleinere Massen größer. Für einen Kandidaten (Run 8284, Ereignis 28362) wird eine invariante Masse berechnet, die deutlich von der in [46] berechneten abweicht. Ansonsten ist die Übereinstimmung der beiden Berechnungen zufriedenstellend.

Als letzte Angabe findet sich in der Tabelle die Likelihood $\mathcal{L}^{\mathrm{HZ}}_{\mathrm{OPAL}}$, die gemäß der neuesten OPAL-Analyse [46] die auch dort selektierten Ereignisse haben [94]. Der Schnitt auf der Likelihood wurde dort zu 0.95 gewählt.

Run/Ereignis	$\mathcal{L}^{\mathrm{HZ}}$	m_H[GeV]	$\mathcal{L}^{\mathrm{HZ}}_{\mathrm{OPAL}}$
8278/16605	0.999928	$75.3^{+6.9}_{-9.3}$	
8284/28362	0.99993	$62.3^{+5.7}_{-6.8}$ (83.2±2.7)	0.988
8298/78987	0.999999	$80.5^{+2.5}_{-3.0}$ (79.2±2.9)	0.990
8712/89200	0.999932	$72.2^{+6.5}_{-8.7}$ (75.7±3.0)	0.992
8746/80055	0.999992	$68.1^{+6.1}_{-7.6}$	
8812/21472	0.99999	$69.7^{+4.1}_{-4.8}$ (67.8±3.3)	0.995

Tabelle 5.4: *Bei einem $\mathcal{L}^{\mathrm{HZ}}$-Schnitt von 0.99989 selektierte Ereignisse. In Klammern bei der rekonstruierten Masse ist für einige Ereignisse auch die rekonstruierte Masse der Higgs-Kandidaten gemäß der neuesten OPAL-Analyse [46] angegeben. $\mathcal{L}^{\mathrm{HZ}}_{\mathrm{OPAL}}$ ist die dort für die Ereignisse berechnete Likelihood.*

Die Ereignisbilder der Kandidaten sind in Anhang E zu sehen.

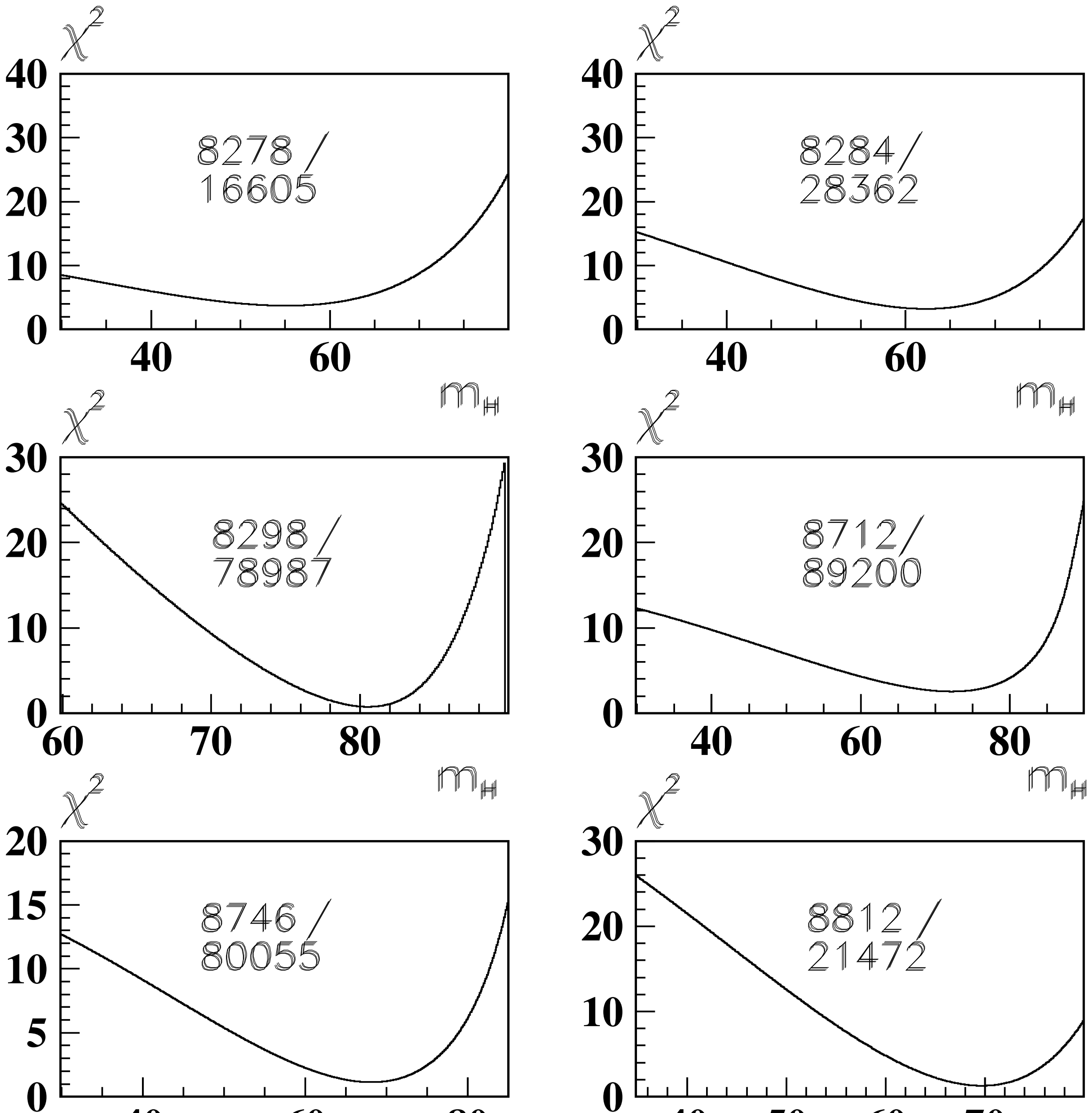


Abbildung 5.16: *Die* χ^2*-Verteilungen als Funktion der Masse des Higgs-Kandidaten. In den Abbildungen sind jeweils Run- und Ereignisnummer angegeben.*

Die Bestimmung der invarianten Massen der Higgs-Kandidaten erfolgt mit einer Auflösung von ca. 4.7 GeV. Diese Auflösung wurde bestimmt, indem in einem HZ-Monte-Carlo-Datensatz (MC-Run 5567, $m_H = 80$ GeV) die auf die oben beschriebene Weise gefundenen invarianten Higgs-Massen m_H in ein Histogramm eingetragen und mit einer Gauß-Funktion gefittet wurden. Die Breite der gefitteten Kurve wird in einer ersten Näherung als Maß für die Auflösung verwendet, siehe Abbildung 5.17. Die Streuung (rms) der gesamten Verteilung beträgt 14.1 GeV. Die Tatsache, daß das Maximum der Verteilung nahe bei 80 GeV liegt, also nahe bei der im Monte-Carlo programmierten Masse, stellt einen wertvollen Konsistenztest für die in Tabelle 5.4 angegebenen invarianten Massen der Higgs-Kandidaten dar.

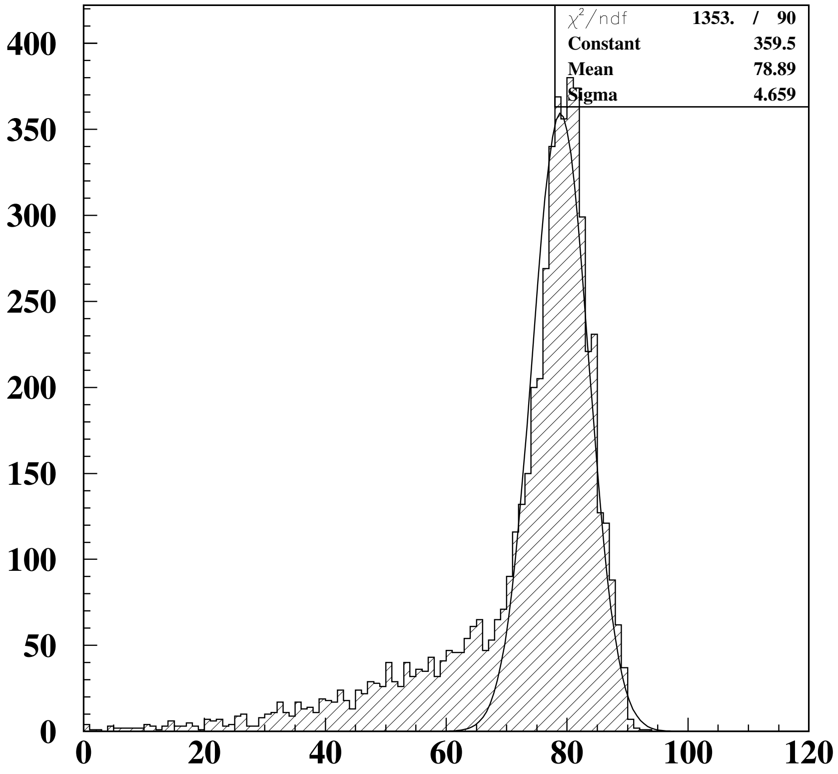


Abbildung 5.17: *Spektrum der invarianten Higgs-Massen eines HZ-Datensatzes (Run 5567, siehe Text). Die Breite - und damit die Massenauflösung - beträgt ca. 4.7 GeV.*

Abbildung 5.18 zeigt das Massenspektrum der selektierten Untergrundereignisse und eines Higgs-Signals von 80 GeV.

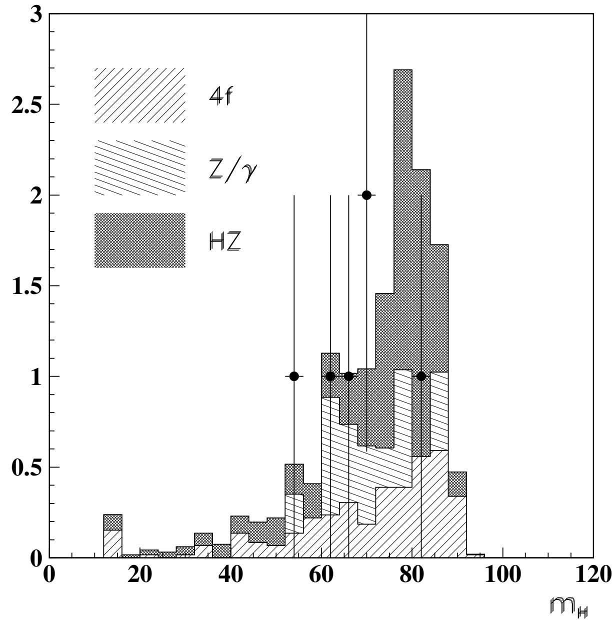


Abbildung 5.18: Massenverteilung der selektierten Untergrundereignisse und eines Higgs-Signals von 80 GeV. Die Daten (Punkte mit Fehlerbalken) geben keinen Hinweis auf die Existenz eines Higgs-Bosons.

Für eine Higgs-Masse von 70 (90) GeV hat die Analyse noch eine Effizienz von 29.6 (35.1) % .

5.10 Diskussion und Ausblick

Die vorliegende Analyse liefert neue Ergebnisse zur Selektion des SM-Higgs, die einen wichtigen Konsistenztest für bestehende OPAL-Analysen darstellen. Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Wirkungsweise neuer Elemente in der Higgs-Analyse genauer untersucht. So konnten neue Erkenntnisse über das erstmals in einer Higgs-Analyse integrierte Luclus-Jetfinding gewonnen, ein Vergleich verschiedener b-Tagging-Verfahren durchgeführt und ein besseres Verständnis kinematischer Fits und der in ihnen verwendeten Zwangsbedingungen erlangt werden. Die Steigerung der Effizienz dieser Analyse im Laufe des vergangenen Jahres durch zunehmendes Verständnis der verschiedenen 'Bausteine' läßt Raum für die Hoffnung, daß weitere Anstrengungen zu einer zusätzlichen Steigerung führen können.

Eine Reihe von Punkten konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht oder nicht ausführlich genug untersucht werden:

- Die drängendste Frage ist die nach der Anzahl der Variablen der Likelihood-Selektion (16). Diese Zahl erscheint sehr hoch v.a. angesichts der Tatsache, daß z.B. das Ergebnis der neuesten OPAL-Analyse [46] mit nur sechs Variablen erzielt wurde. Eine hohe Anzahl an Variablen ist problematisch, da ein Verständnis der Korrelationen der Variablen und das systematische Fehlerstudium schwieriger wird.

- Näherer Untersuchung bedarf der nicht vollständige Überlapp der Kandidaten dieser Analyse und der neuesten OPAL-Veröffentlichung [46] und die zumindest für einen Kandidaten recht unterschiedlichen Ergebnisse für die invariante Masse.

- Alternativ zur hier gewählten Bestimmung der Variable COMB (siehe Abschnitt 5.7.4) könnte man diese (und mit ihr die aus dem Zerfall des Higgs stammenden Jets) auch aus einer Reihe von HZ-Fits bestimmen: Man würde dabei für alle Higgs-Massen in einem bestimmten Intervall und für alle Kombinationen von Jets zu Dijets das χ^2 des Fits bestimmen und schließlich die Kombination mit dem kleinsten χ^2 wählen.

- Ein spezielles Verfahren zur Identifikation von Photonen könnte helfen, im Rahmen der Vorselektion zusätzlich $\mathrm{Z}/\gamma \rightarrow \mathrm{q\overline{q}}\gamma$-Ereignisse zu unterdrücken. Denkbar wäre die Verwendung des CG-Software-Pakets [95].

- Die Verwendung größerer MC-Datensätze würde helfen, den Fehler auf der Anzahl der selektierten Untergrundereignisse zu reduzieren.

- Vor allem aber legen die guten erzielten Ergebnisse in Hinblick auf die im Sommer und Herbst 1998 zu erwartenden Daten und eine potentielle Veröffentlichung dieser Analyse eine Adaption an entsprechend höhere Schwerpunktsenergien ($\sqrt{\mathrm{s}}$ = 189 GeV) und an höhere Higgs-Massen (z.B. $\mathrm{m_H}$ = 90 GeV) nahe.

Es gibt also genügend offene Fragen, die eine weitere Beschäftigung mit der aufgebauten Analyse interessant erscheinen lassen.

Kapitel 6

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit beschäftigte sich mit Higgs-Bosonen des Standardmodells (SM) und seiner minimal-supersymmetrischen Erweiterung (MSSM).

Im ersten Teil der Arbeit wurden zwei Programme zur Berechnung von Verzweigungsverhältnissen von Higgs-Bosonen des SM und des MSSM, HZHA und HDECAY, studiert und in Bezug auf ihre theoretische Vollständigkeit und ihre Ergebnisse miteinander verglichen. Solche Berechnungen sind u.a. für die Ableitung von Massengrenzen der Higgs-Bosonen notwendig. Die Schwierigkeiten der Berechnungen liegen dabei in den umfangreichen und nicht zu vernachlässigenden Korrekturen aus Effekten der starken oder der elektroschwachen Wechselwirkung.

Der Vergleich ergab, daß das neuere HDECAY in theoretischer Hinsicht vollständiger ist, was sich u.a. in den QCD-Korrekturen, den Termen der Selbstwechselwirkung der Higgs-Bosonen oder auch im Einschluß von Off-shell-Zerfällen manifestiert. Die resultierenden Unterschiede zwischen den berechneten Verzweigungsverhältnissen sind aber fast durchweg kleiner als 1 %. Ausnahmen hiervon sind einige Punkte im Parameterraum des MSSM, an denen die Verzweigungsverhältnisse $\mathrm{h}^0 \rightarrow \mathrm{gg}$ stark voneinander abweichen, und große Teile der Berechnungen von Verzweigungsverhältnissen und Zerfallsbreiten des CP-geraden schweren Higgs-Bosons des MSSM. Die Ursachen dieser Unterschiede sind noch unklar.

Das zentrale Kapitel dieser Arbeit beschreibt eine Suche nach Higgs-Bosonen des Standardmodells unter Verwendung von Daten, die mit dem OPAL-Detektor im Sommer und Herbst 1997 bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{\mathrm{s}} = 183$ GeV aufgenommen wurden. Die Suche erfolgte im sog. Vierjet-Kanal $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \rightarrow \mathrm{ZH} \rightarrow \mathrm{q\overline{q}b\overline{b}}$, der statistisch gesehen für die Higgs-Suche bei LEP die größte Bedeutung hat.

Nach der Spurselektion und dem Jetfinding mit dem Luclus-Schema wurde zunächst eine sehr weiche Vorselektion auf einigen Variablen angewandt. Umfangreiche Untersuchungen eines bisher noch nicht im Rahmen von Higgs-Analysen verwendeten b-Tags ergaben, daß dieser Tag zwar allen anderen bisher in OPAL verwendeten Verfahren überlegen ist, jedoch schlechtere Leistungen erbringt als ein ebenfalls sehr neues Verfahren, das dann auch in der vorliegenden Analyse verwendet wurde. Die Verwendung eines neuen kinematischen Fits erwies sich, vor allem in Kombination mit dem erwähnten neuen b-Tag, als ein probates Mittel zur Trennung von Signal und Untergrund und z.B. von H und Z in einem HZ-Datensatz. Die endgültige Selektion der Ereignisse erfolgte mittels einer Likelihood-Selektion, in die 16 Variablen einflossen.

Ein Schnitt auf der Signal-Likelihood $\mathcal{L}^{\mathrm{HZ}}$ von 0.99989 ergab eine Selektionseffizienz von 37.3 % bei einem Verhältnis von selektierten Signal- zu Untergrundereignissen von knapp über Eins, was mit dem aktuellen OPAL-Ergebnis vergleichbar ist. Selektiert wurden bei einer Erwartung von 6.93 ± 1.07(stat.) Ereignissen aus Untergrundprozessen sechs Ereignisse, von denen vier auch in der OPAL-Analyse gefunden werden. Somit gibt es keinen Hinweis auf ein Higgs-Signal in den untersuchten Daten.

Einige Fragen konnten nicht im Rahmen dieser Arbeit beantwortet werden. So sind weitere Studien erforderlich, um die Anzahl der Variablen zu reduzieren. Des weiteren ist eventuell die Vorselektion durch spezielle Maßnahmen zur Reduktion von Z/γ-Ereignissen noch zu verbessern. Auch der kinematische Fit und seine Anwendung sind möglicherweise noch verbesserungsfähig. Nach einer Optimierung der Selektion sollten auch systematische Fehlerstudien durchgeführt werden.

Die dargestellten guten Resultate legen eine Adaption der Analyse an höhere Schwerpunktsenergien und höhere Higgs-Massen nahe. Damit erscheint das Ziel, daß diese Analyse quantitativ in die Veröffentlichung der 1998 neu zu sammelnden Daten eingeht, nicht unrealistisch.

Anhang A

Vergleich optischer Koppler für das Time-of-Flight-System

Einführung

Das in Kap. 2 bereits kurz beschriebene Time-of-Flight-System (TOF) des OPAL-Detektors besteht aus 160 Szintillatoren mit trapezförmigem Querschnitt, die einen 6.84 m langen Zylinder um die Magnetspule bilden und den gesamten Azimuthalwinkel abdecken [1]. Beide Enden jedes Szintillators sind über je zwei kurze Lichtleiter mit einem Photomultiplier (PM) verbunden. Die Lichtleiter sind durch eine dünne (5 mm), weiche Silikonscheibe (Durchmesser 39 mm) voneinander getrennt (siehe Abbildung A.1) [96]. Eine Feder auf der dem Szintillator abgewandten Seite des Photomultipliers drückt Photomultiplier und Lichtleiter gegen den Szintillator. Die Silikonscheiben wurden vermutlich eingesetzt, um eventuelle Schwankungen der Abmessungen des Szintillators und der Lichtleiter auszugleichen. Allerdings ist die durch die Feder erzeugte Kompression der Scheiben deutlich kleiner als 1 mm, so daß keine mechanischen Gründe dagegen sprechen, die Silikonscheiben durch harte Plexiglasscheiben, die mit optischem Fett an die Lichtleiter gekoppelt werden, zu ersetzen.

Im Laufe des Betriebs von OPAL zeigte sich, daß die Silikonkoppler unter dem Einfluß des Drucks[1] der Feder altern: Sie verlieren an Transparenz und reduzieren so die Effizienz von TOF.

---

[1] Es konnte gezeigt werden, daß der Alterungseffekt auf den Druck und nicht auf Strahlung zurückzuführen ist, indem ein Silikon-Koppler für die Dauer eines Monats normalem Tageslicht, ein anderer konstantem Druck bei völliger Dunkelheit ausgesetzt wurde. Letzterer zeigte nach einem Monat deutliche Alterungserscheinungen, die an dem ersten nicht beobachtet werden konnten.

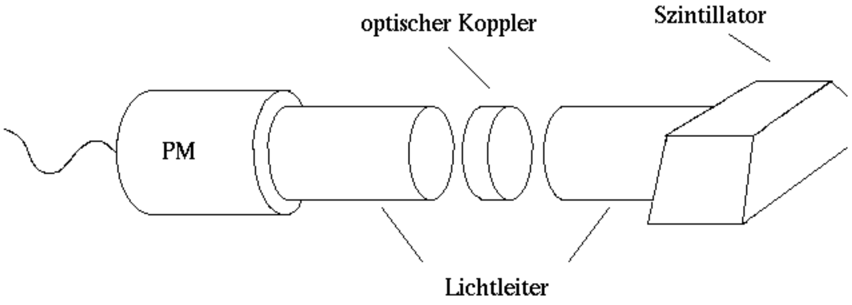


Abbildung A.1: *Verbindung der Photomultiplier mit dem Szintillator durch Silikonkoppler im TOF.*

Um zu untersuchen, ob ein Austausch der Silikonscheiben durch (nicht alterndes) Plexiglas aus dem gleichen Material wie die beiden Lichtleiter eine Verbesserung der Situation bedeutet, wurde in einem Experiment die Transparenz von Silikonscheiben verschiedenen Alters (neu, 1 Jahr, 2 Jahre) mit der einer Plexiglasscheibe verglichen.

Versuchsaufbau und Auswertung

Der experimentelle Aufbau orientierte sich an den innerhalb des TOF-Systems herrschenden mechanischen Bedingungen; verwendet wurde auch ein Photomultiplier der gleichen Bauart. Allerdings wurde die Ausleseelektronik vereinfacht, indem nur ein einfaches VME-CAMAC-System für die Datenauslese verwendet wurde.

Als Signal wurde das von den Elektronen einer Ruthenium-Quelle in einem viereckigen Szintillator (Dicke 5mm, Fläche 2×2 cm^2) erzeugte Licht benutzt. Sowohl Photomultiplier als auch Szintillator waren mit Lichtleitern mit rundem Querschnitt verbunden, zwischen denen die zu testenden Koppler eingesetzt wurden (im Falle des Plexiglaskopplers mit optischem Fett). Lichtleiter, Koppler und Photomultiplier befanden sich lichtgeschützt in einem Stahlzylinder und wurden mit dem gleichen Druck wie im TOF-System durch eine Feder zusammengedrückt. An den

Photomultiplier wurde eine Spannung von 2100 V angelegt, die ausreichend hohe Verstärkung gewährleistet (siehe Abbildung A.2).

Das Signal des Photomultipliers wurde in Teile von ca. 1/3 bzw. 2/3 gesplittet. Der kleinere Anteil wurde zum Triggern verwendet: In einem Diskriminator konnten Ereignisse mit genügend hoher Ladung ein Gate-Signal als Auslesefenster für einen ladungssensitiven ADC erzeugen. Dieser ADC integrierte die restlichen 2/3 des PM-Signals. Das Spektrum der ADC-Amplituden der verschiedenen Koppler wurde dann analysiert.

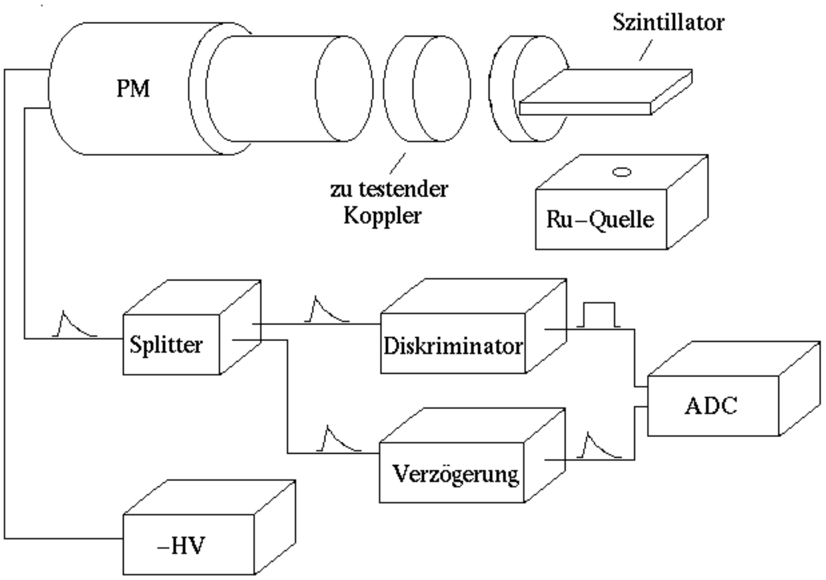


Abbildung A.2: *Schematische Übersicht über den Versuchsaufbau.*

Dazu wurde eine analytische Funktion (A.1) an die Landau- bzw. Vavilov-Verteilung [97] gefittet:

$$\mathrm{F(E)} = \mathrm{p}_1 \cdot \exp\left(-\frac{\frac{\mathrm{E}-\mathrm{p}_2}{\mathrm{p}_3} + \exp\left(-\frac{\mathrm{E}-\mathrm{p}_2}{\mathrm{p}_3}\right)}{2}\right). \tag{A.1}$$

Dabei ist E die integrierte Ladung in willkürlichen Einheiten, die Parameter p_1, p_2 und p_3 beschreiben die Höhe, die Peakposition und die Breite der Verteilung. Für die durchgeführten Überlegungen sind die Peakposition bzw. der damit verwandte, ebenfalls aus dem Fit erhältliche Schwerpunkt der Verteilung die relevanten Größen, da sie Maße für die Transparenz des verwendeten optischen Kopplers darstellen.

Abbildung A.3 zeigt ein Beispiel für ein gefittetes ADC-Spektrum. Man sieht, daß die Funktion (A.1) die Verteilung gut beschreibt, mit nur kleinen Abweichungen auf der fallenden Flanke der Verteilung.

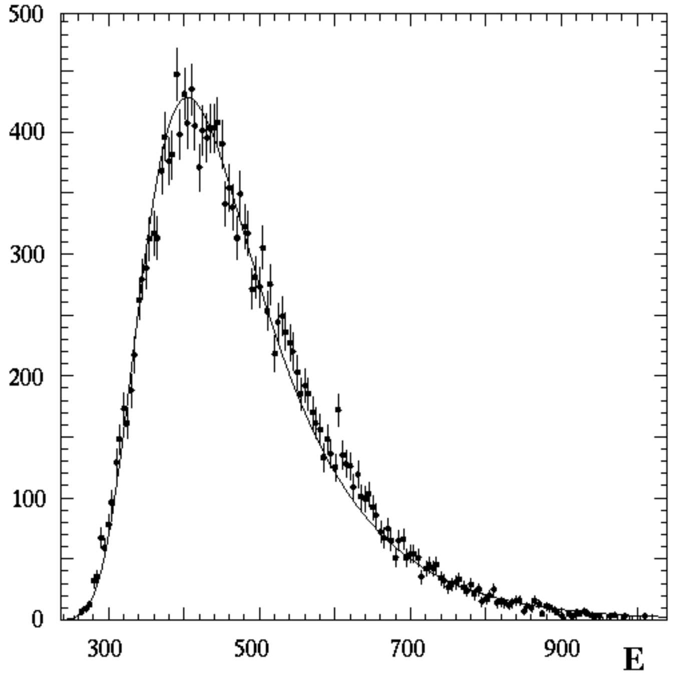


Abbildung A.3: *Beispiel eines Fits einer Funktion A.1 an ein gemessenes ADC-Spektrum.*

Vier verschiedene Koppler wurden getestet: ein Plexiglasstück aus dem gleichen Material wie die angrenzenden Lichtleiter und drei verschieden alte Silikonstücke (neu, ein Jahr und zwei Jahre; das zwei Jahre alte Stück zeigte bereits für das bloße Auge deutliche Degradationserscheinungen). Um statistische Fluktuationen auszuschließen, wurden alle Stücke mehrere Male in den Aufbau eingebaut, getestet und die sich ergebenden Verteilungen gefittet. Als Ergebnis für die Parameter p_{1-3} und den Schwerpunkt wurden die Mittelwerte der Ergebnisse der einzelnen Fits genommen.

Ergebnisse und Schlußfolgerung

In den oben beschriebenen Fits ergaben sich folgende Mittelwerte für die Parameter p_{1-3} und den Schwerpunkt:

Koppler	Peakposition	Schwerpunkt	Breite	Höhe
Plexiglas	443.6	530.3	71.6	107.4
Silikon (neu)	437.7	520.9	68.4	112.7
Silikon (1 Jahr)	432.7	515.9	67.0	115.2
Silikon (2 Jahre)	376.7	429.8	43.0	179.3

Tabelle A.1: *Übersicht über die Ergebnisse der Fits der Funktion (A.1) an die experimentell beobachteten ADC-Spektren der verschiedenen optischen Koppler.*

Signifikante Unterschiede zeigen sich nur zwischen dem zwei Jahre alten Silikonstück einerseits und den anderen getesteten Kopplern andererseits.

Da aber alle in TOF verwendeten Silikonstücke bis zum Ende der Laufzeit von OPAL mindestens einmal ausgewechselt werden müßten, um eine gleichbleibende Effizienz des Systems zu gewährleisten, wurden im Januar und Februar 1998 die am stärksten gealterten Silikonkoppler durch Plexiglas ersetzt. Weitere Auswechslungen sollen während der nächsten Pause der Datennahme im Winter 1998/99 erfolgen.

Anhang B

Der SM-Lagrangian

In diesem Abschnitt soll für nur eine Leptongeneration (Elektron e und Elektron-Neutrino ν) und unter Ausschluß von Quarks die komplette Lagrange-Dichte der elektroschwachen Wechselwirkung hergeleitet werden. Die Rechnung orientiert sich dabei an [16, 21], die Nomenklatur wird aus Kap. 3 übernommen.
Ausgangspunkt sind die schon in Kap. 3 vorgestellten Bestandteile der Lagrange-Dichte, zu denen nun noch die Yukawa-Kopplungen $\mathcal{L}_{Yuk}$ des Higgs-Feldes an die Fermionen mit der Kopplungskonstanten g_l addiert werden:

$$\begin{aligned}\mathcal{L} =&\mathcal{L}_{SM} + \mathcal{L}_{Higgs} + \mathcal{L}_{Yuk} \\ =&-\frac{1}{4}\mathbf{G}_{\mu\nu}\mathbf{G}^{\mu\nu} - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \overline{\psi} i\gamma_\mu D^\mu \psi + \\ &+ (D_\mu\phi)^\dagger D^\mu\phi - \mu^2\phi^\dagger\phi + \lambda(\phi^\dagger\phi)^2 - \\ &- g_\ell(\overline{\psi}_R(\phi^\dagger\psi_L) + (\overline{\psi}_L\phi)\psi_R).\end{aligned} \tag{B.1}$$

Dabei ist $\mathrm{F}_{\mu\nu} = \partial_\mu \mathrm{B}_\nu - \partial_\nu \mathrm{B}_\mu$ und $\mathbf{G}^{\mathrm{i}}_{\mu\nu} = \partial_\mu \mathrm{W}^{\mathrm{i}}_\nu - \partial_\nu \mathrm{W}^{\mathrm{i}}_\mu - \mathrm{g}\epsilon_{\mathrm{ijk}}\mathrm{W}^{\mathrm{j}}_\mu \mathrm{W}^{\mathrm{k}}_\mu$
In den Ausdruck (B.1) wird nun die Entwicklung des Higgs-Feldes ϕ um seinen Vakuumerwartungswert eingesetzt,

$$\phi = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+H}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}. \tag{B.2}$$

Dabei gelten noch folgende Definitionen und Zusammenhänge: $W^\pm_\mu = \frac{W^1_\mu \mp i W^2_\mu}{\sqrt{2}}$, $Z_\mu = 1\frac{-g' B_\mu + g W^3_\mu}{\sqrt{g^2+g^{/2}}}$, $A_\mu = \frac{g}{\sqrt{g^2+g^{/2}}} B_\mu + \frac{g'}{\sqrt{g^2+g^{/2}}} W^3_\mu$, $\cos\theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2+g^{/2}}}$, $\sin\theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2+g^{/2}}}$, $\tau_\pm = \frac{1}{2}(\tau_1 \pm i\tau_2)$.
Im folgenden werden die einzelnen Teile der Lagrange-Dichte (B.1) genauer betrachtet.

Die Yukawa-Kopplungen

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{Yuk} &= -g_\ell(\overline{\psi}_R(\phi^\dagger\psi)_L + (\overline{\psi}_L\phi)\psi_R) = \\ &= -g_\ell(\overline{e}_R(\begin{pmatrix}0\\ \frac{v+H}{\sqrt{2}}\end{pmatrix}^\dagger \begin{pmatrix}\overline{\nu}\\ e_L\end{pmatrix}) + (\begin{pmatrix}\nu\\ e_L\end{pmatrix}\begin{pmatrix}0\\ \frac{v+H}{\sqrt{2}}\end{pmatrix})e_R) = \\ &= -g_\ell(\overline{e}_R e_L + \overline{e}_L e_R)\frac{v+H}{\sqrt{2}}\end{aligned} \tag{B.3}$$

Der Lagrangian spaltet also auf in einen Massenterm proportional zu v und einen Wechselwirkungsterm proportional zum physikalischen Higgs-Feld H:

$$\mathcal{L}_{Yuk} = -\frac{g_\ell}{\sqrt{2}}(\overline{e}_R e_L + \overline{e}_L e_R)v - \frac{g_\ell}{\sqrt{2}}(\overline{e}_R e_L + \overline{e}_L e_R)H \tag{B.4}$$

Hier kann man die von den Elektronen angenommene Masse $m_e = \frac{g_\ell v}{\sqrt{2}}$ ablesen.

Der Higgs-Term $\mathcal{L}_{Higgs}$

$$\mathcal{L}_{Higgs} = V_{Higgs} + (D_\mu\phi)^\dagger D^\mu\phi \tag{B.5}$$

$$\begin{aligned}V_{Higgs} &= -\mu^2\phi^\dagger\phi + \lambda(\phi^\dagger\phi)^2 \\ &= -\mu^2(\frac{v+H}{\sqrt{2}})^2 + \lambda(\frac{v+H}{\sqrt{2}})^4 \\ &= \mathcal{L}_{HH} - \mu^2 H^2\end{aligned} \tag{B.6}$$

$\mathcal{L}_{HH}$ umfaßt konstante Terme und Terme der Higgs-Selbstwechselwirkung. Die Masse des Higgs-Bosons liest sich aus der letzten Zeile ab zu $\mathrm{m_H} = \sqrt{2}\mu$. Für das folgende ist als bekannt vorausgesetzt, daß die schwache Hyperladung Y des Higgs-Bosons Eins beträgt.

$$\begin{aligned}D_\mu\phi =& \partial_\mu\begin{pmatrix}0\\ \frac{v+H}{\sqrt{2}}\end{pmatrix} + i\frac{g}{2}\tau\mathbf{W}_\mu\begin{pmatrix}0\\ \frac{v+H}{\sqrt{2}}\end{pmatrix} + i\frac{g'}{2}B_\mu Y\begin{pmatrix}0\\ \frac{v+H}{\sqrt{2}}\end{pmatrix} = \\ =& \begin{pmatrix}0\\ \partial_\mu\frac{H}{\sqrt{2}}\end{pmatrix} + i\frac{g}{2}\begin{pmatrix}0 & W^1_\mu - iW^2_\mu\\ W^1_\mu + iW^2_\mu & 0\end{pmatrix}\begin{pmatrix}0\\ \frac{v+H}{\sqrt{2}}\end{pmatrix} - \\ & - i\frac{g}{2}W^3_\mu\begin{pmatrix}0\\ \frac{v+H}{\sqrt{2}}\end{pmatrix} + i\frac{g'}{2}B_\mu\begin{pmatrix}0\\ \frac{v+H}{\sqrt{2}}\end{pmatrix} = \\ =& \begin{pmatrix}0\\ \partial_\mu\frac{H}{\sqrt{2}}\end{pmatrix} + i\frac{g}{2\sqrt{2}}\begin{pmatrix}(W^1_\mu - iW^2_\mu)(v+H)\\ 0\end{pmatrix} + \\ & + i\frac{1}{2\sqrt{2}}\begin{pmatrix}0\\ (-gW^3_\mu + g'B_\mu)(v+H)\end{pmatrix}\end{aligned} \tag{B.7}$$

Unter Benutzung der Relation

$$(W^1_\mu - iW^2_\mu)(W^{1\mu} + iW^{2\mu}) = |W^+_\mu|^2 + |W^-_\mu|^2 \tag{B.8}$$

ergibt sich nach einfachem Ausmultiplizieren:

$$\begin{aligned}(D_\mu\phi)^\dagger D^\mu\phi =& \frac{1}{2}\partial_\mu H \partial^\mu H + \frac{g^2v^2}{8}(W^1_\mu - iW^2_\mu)(W^{1\mu} + iW^{2\mu}) + \\ &+ \frac{v^2}{8}|g'B_\mu - gW^3_\mu|^2 + \mathcal{L}_{interact} \\ =& \frac{1}{2}\partial_\mu H \partial^\mu H + \frac{1}{2}\frac{g^2v^2}{4}(|W^+_\mu|^2 + |W^-_\mu|^2) + \\ &+ \frac{1}{2}\frac{g^2v^2}{4\cos^2\theta}|Z_\mu|^2 + \mathcal{L}_{interact}.\end{aligned} \tag{B.9}$$

In diesem Ausdruck sind die Massenterm für die W- und Z-Bosonen zu erkennen: $\mathrm{M_W} = \frac{\mathrm{gv}}{2}$, $\mathrm{M_Z} = \frac{\mathrm{vg}}{2\cos\theta} = \frac{\mathrm{M_W}}{\cos\theta}$. $\mathcal{L}_{\mathrm{interact}}$ umfaßt alle Terme, die Wechselwirkungen zwischen den Eichbosonen W, Z und dem Higgs-Boson beschreiben.

Kinetische Terme, $\mathcal{L}_{SM}$

$$\mathcal{L}_{SM} = -\frac{1}{4}\mathbf{G}_{\mu\nu}\mathbf{G}^{\mu\nu} - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \overline{\psi}i\gamma_\mu D^\mu\psi \tag{B.10}$$

Im folgenden gilt $\mathrm{Y_L}$=-1, $\mathrm{Y_R}$ = -2.

$$\begin{aligned}\overline{\psi}i\gamma_\mu D^\mu\psi =& \overline{\psi}_R i\gamma_\mu(\partial^\mu + i\frac{g'}{2}B^\mu Y_R)\psi_R + \\ &+ \overline{\psi}_L i\gamma_\mu(\partial^\mu + i\frac{g}{2}(\tau\mathbf{W}^\mu) + i\frac{g'}{2}B^\mu Y_L)\psi_L \\ =& \overline{e}_R i\gamma_\mu(\partial^\mu - ig'B^\mu)e_R + \\ &+ \overline{\begin{pmatrix}\nu\\ e_L\end{pmatrix}} i\gamma_\mu(\partial^\mu + i\frac{g}{2}(\tau\mathbf{W}^\mu) - i\frac{g'}{2}B^\mu)\begin{pmatrix}\nu\\ e_L\end{pmatrix}\end{aligned} \tag{B.11}$$

Die die partiellen Ableitungen beinhaltenden kinetischen Terme werden mit den Termen der Feldstärketensoren zusammengefaßt zu einem Term $\mathcal{L}_{kin}$. Der Wechselwirkungsterm für die rechtshändigen Elektronen wird mit Hilfe der oben angeführten Relationen wie folgt weiterverarbeitet (dabei ist q die Elementarladung, um Verwirrung mit Symbol für Elektronen e zu vermeiden):

$$\begin{aligned}g'e_R\gamma_\mu B^\mu e_R &= g'e_R\gamma_\mu e_R(\cos\theta_W A^\mu - \sin\theta_W Z^\mu) = \\ &= qe_R\gamma_\mu e_R A^\mu - g'\sin\theta_W e_R\gamma_\mu e_R Z^\mu\end{aligned} \tag{B.12}$$

Für die linkshändigen Dubletts ergibt sich folgender Ausdruck:

$$
\begin{aligned}
&\overline{\begin{pmatrix}\nu\\ e_L\end{pmatrix}}\gamma_\mu(-\frac{g}{2}(\tau\mathbf{W}^\mu)+\frac{g'}{2}B^\mu)\begin{pmatrix}\nu\\ e_L\end{pmatrix}=\\
&\quad=\overline{\begin{pmatrix}\nu\\ e_L\end{pmatrix}}\gamma_\mu(-\frac{g}{2}(\tau_+W^{-\mu}+\tau_-W^{+\mu})-\frac{g}{2}\tau_3W^{3\mu}+\frac{g'}{2}B^\mu)\begin{pmatrix}\nu\\ e_L\end{pmatrix}=\\
&\quad=\overline{\begin{pmatrix}\nu\\ e_L\end{pmatrix}}\frac{-g}{2}\gamma_\mu(\tau_+W^{-\mu}+\tau_-W^{+\mu})\begin{pmatrix}\nu\\ e_L\end{pmatrix}+\overline{\begin{pmatrix}\nu\\ e_L\end{pmatrix}}\gamma_\mu(-\frac{g}{2}\tau_3W^{3\mu}+\frac{g'}{2}B^\mu)\begin{pmatrix}\nu\\ e_L\end{pmatrix}=\\
&\quad=\overline{\begin{pmatrix}\nu\\ e_L\end{pmatrix}}\gamma_\mu-\frac{g}{2}(\tau_+W^{-\mu}+\tau_-W^{+\mu})\begin{pmatrix}\nu\\ e_L\end{pmatrix}+\\
&\qquad+\overline{\begin{pmatrix}\nu\\ e_L\end{pmatrix}}\gamma_\mu\frac{1}{2}(-g\sin\theta_W\tau_3A^\mu-g\cos\theta_W\tau_3Z^\mu+g'\cos\theta_WA^\mu-g'\sin\theta_WZ^\mu)\begin{pmatrix}\nu\\ e_L\end{pmatrix}
\end{aligned}
\tag{B.13}
$$

Der erste Term auf der rechten Seite der letzten Gleichung beschreibt die Wechselwirkung zwischen den physikalischen W-Bosonen und den linkshändigen Leptonen. Der zweite Term hat unterschiedliche Gestalt für Neutrinos und linkshändige Elektronen.
Für Neutrinos ergibt sich:

$$
\begin{aligned}
&\overline{\begin{pmatrix}\nu\\ 0\end{pmatrix}}\gamma_\mu\frac{1}{2}(-g\sin\theta_W\tau_3A^\mu-g\cos\theta_W\tau_3Z^\mu+g'\cos\theta_WA^\mu-g'\sin\theta_WZ^\mu)\begin{pmatrix}\nu\\ 0\end{pmatrix}=\\
&\quad=\overline{\nu}\gamma_\mu\frac{1}{2}((-g\sin\theta_W+g'\cos\theta_W)A^\mu-(g\cos\theta_W+g'\sin\theta_W)Z^\mu)\nu=\\
&\quad=0+\overline{\nu}\gamma_\mu\frac{1}{2}\frac{g}{\cos\theta_W}Z^\mu\nu
\end{aligned}
\tag{B.14}
$$

Für linkshändige Elektronen erhält man:

$$
\begin{aligned}
&\overline{\begin{pmatrix}0\\ e_L\end{pmatrix}}\gamma_\mu\frac{1}{2}(-g\sin\theta_W\tau_3A^\mu-g\cos\theta_W\tau_3Z^\mu+g'\cos\theta_WA^\mu-g'\sin\theta_WZ^\mu)\begin{pmatrix}0\\ e_L\end{pmatrix}=\\
&\quad=\overline{e}_L\gamma_\mu\frac{1}{2}(g\sin\theta_WA^\mu+g\cos\theta_WZ^\mu+g'\cos\theta_WA^\mu-g'\sin\theta_WZ^\mu)e_L=\\
&\quad=\overline{e}_L\gamma_\mu\frac{1}{2}((g\sin\theta_W+g'\cos\theta_W)A^\mu+(g\cos\theta_W-g'\sin\theta_W)Z^\mu)e_L+\\
&\quad=\overline{e}_L\gamma_\mu\frac{1}{2}(2qA^\mu-\sqrt{g^2+g^{/2}}(2\sin^2\theta_W-1)Z^\mu)e_L
\end{aligned}
\tag{B.15}
$$

Zusammengefaßt ergeben die Terme für die elektromagnetische und neutralschwache Wechselwirkung der Leptonen folgenden Ausdruck (e sind jetzt

Elektronen beider Chiralitäten, ψ ist wieder der allgemeine Leptonspinor):

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{lepton} =& q\overline{e}\gamma_\mu e A^\mu + \frac{g}{2\cos\theta_W}\overline{\nu}\gamma_\mu \nu Z^\mu - \\ & - \sqrt{g^2 + g^{\prime 2}}\sin^2\theta_W \overline{e}\gamma_\mu e Z^\mu + \frac{1}{2}\sqrt{g^2 + g^{\prime 2}}\overline{e}_L\gamma_\mu e_L Z^\mu = \\ =& q\overline{e}\gamma_\mu e A^\mu - \frac{g}{2\cos\theta_W}\overline{\psi}\gamma_\mu(2\sin^2\theta_W - \frac{1-\gamma^5}{2})\psi Z^\mu = \\ =& q\overline{e}\gamma_\mu e A^\mu - \frac{g}{2\cos\theta_W}\overline{\psi}\gamma_\mu(v_e - a_e\gamma^5)\psi Z^\mu\end{aligned} \tag{B.16}$$

Dabei wurden die Relationen $\overline{\psi}_L\gamma_\mu\psi_L = \overline{\psi}\frac{1-\gamma^5}{2}\psi$ und $\overline{\psi}_R\gamma_\mu\psi_R = \overline{\psi}\frac{1+\gamma^5}{2}\psi$ verwendet. $v_e = 2\sin\theta_W - 1/2$, $a_e = -1/2$.

Die gesamte Lagrange-Dichte des Standard-Modells für eine Leptongeneration ergibt sich damit zu:

$$\begin{aligned}\mathcal{L} =& -\frac{1}{4}\mathbf{G}_{\mu\nu}\mathbf{G}^{\mu\nu} - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \overline{\psi}i\gamma_\mu\partial^\mu\psi + \\ & + q\overline{e}\gamma_\mu e A^\mu - \frac{g}{2\cos\theta_W}\overline{\psi}\gamma_\mu(v_e - a_e\gamma^5)\psi Z^\mu + \\ & + \mathcal{L}_{HH} - \mu^2 H^2 + \frac{1}{2}\partial_\mu H\partial^\mu H + \\ & + \frac{1}{2}\frac{g^2v^2}{4}(|W_\mu^+|^2 + |W_\mu^-|^2) + \frac{1}{2}\frac{g^2v^2}{4\cos^2\theta}|Z_\mu|^2 + \mathcal{L}_{interact} - \\ & - \frac{g_\ell v}{\sqrt{2}}(\overline{e}_R e_L + \overline{e}_L e_R) - \frac{g_\ell}{\sqrt{2}}(\overline{e}_R e_L + \overline{e}_L e_R)H\end{aligned} \tag{B.17}$$

Anhang C

Das '95%-Konfidenzniveau'

Gegeben seien die Voraussage einer Theorie (zum Beispiel des Standardmodells) über die zu erwartende Anzahl an Ereignissen N_{exp}, die Anzahl tatsächlich beobachteter Ereignisse N_{obs} (beide als Funktion der Masse m_H des gesuchten Teilchens) und ein frei wählbares Konfidenzniveau CL. Die Frage ist, welchen Bereich von m_H man unter der Annahme der Gültigkeit der Theorie ausschließen kann.

Im einfachsten Fall, unter Vernachlässigung von Untergrund, kann man mit Hilfe der Poisson-Statistik einen Poisson-Parameter $\mu = N$ derart abschätzen, daß die Wahrscheinlichkeit, mehr Ereignisse als N_{obs} zu erhalten, gleich CL ist. Diese Abschätzung geschieht, in dem man eine Wahrscheinlichkeitsverteilung annimmt, für die gilt [32]:

$$\Sigma_{i=N_{obs}+1}^{\infty} \frac{e^{-N} N^i}{i!} = CL. \tag{C.1}$$

Über die Vollständigkeitsrelation

$$\Sigma_{i=0}^{N_{obs}} \frac{e^{-N} N^i}{i!} + \Sigma_{i=N_{obs}+1}^{\infty} \frac{e^{-N} N^i}{i!} = 1 \tag{C.2}$$

kann N dann aus der Gleichung

$$CL = 1 - \Sigma_{i=0}^{N_{obs}} \frac{e^{-N} N^i}{i!} \tag{C.3}$$

bestimmt werden.

Abbildung C.1 veranschaulicht die Situation (vereinfacht sie allerdings auch stark, da ein über den gesamten Massenbereich konstantes N_{obs} angenommen wird - oft ist von der Masse abhängige Betrachtung notwendig): Eingezeichnet sind $\mu = N$, N_{exp} und N_{obs}. Der Schnittpunkt der Kurven μ

= N und N_{exp} gibt die Massenschranke auf dem Konfidenzniveau CL an. Üblich ist die Wahl CL = 95 %.

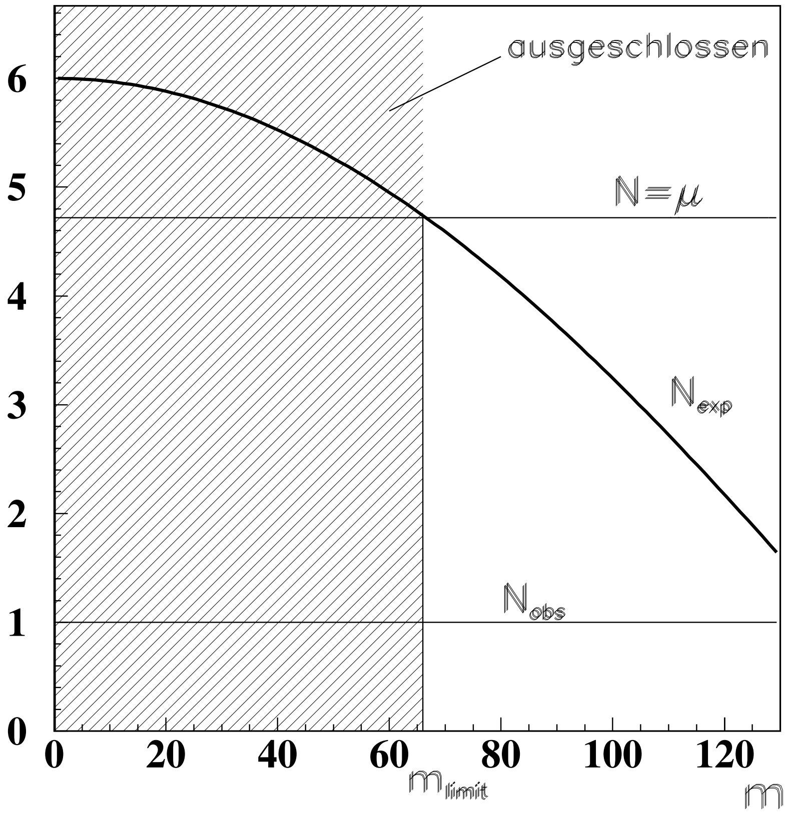


Abbildung C.1: *Zur Verdeutlichung des Konfidenzniveaus.*

Ist der Untergrund bekannt, so kann er in der Berechnung der Berechnung der Schranke berücksichtigt werden [32]. Dies führt im Allgemeinen zu einer Verschärfung der Massengrenze, da es einer Absenkung der Kurve N_{obs} (oder einer Anhebung der Kurve N_{exp}) entspricht.

Anhang D

Die FFREAD-Files

Das für die Benutzung von HDECAY benötigte File HDECAY.IN wurde bei der Berechnung der in Kapitel 4 gezeigten Ergebnisse des MSSM mit den folgenden Optionen verwendet (für manche Fragestellungen wurden die Parameter verändert):

HIGGS = 0
TGBET = (im Programm HDECAY.F gesetzt)
MABEG = 25.D0
MAEND = 125.D0
NMA = 101
ALS(MZ) = 0.118D0
MSBAR(1) = 0.190D0
MC = 1.64D0
MB = 4.87D0
MT = 175.D0
MTAU = 1.7771D0
MMUON = 0.105658389D0
1/ALPHA = 137.0359895D0
GF = 1.16639D-5
GAMW = 2.080D0
GAMZ = 2.4946D0
MZ = 91.1863D0
MW = 80.33D0
VUS = 0.2205D0
VCB = 0.04D0
VUB/VCB = 0.08D0
MU = -1000.D0
M2 = 1000.D0
MSL1 = 1000.D0
MER1 = 1000.D0

MQL1 = 1000.D0
MUR1 = 1000.D0
MDR1 = 1000.D0
MSL = 1000.D0
MER = 1000.D0
MSQ = 1000.D0
MUR = 1000.D0
MDR = 1000.D0
AL = 1000.D0
AU = 1000.D0
AD = 1000.D0
NNLO (M) = 1
ON-SHELL = 0
ON-SH-WZ = 0
IPOLE = 1
OFF-SUSY = 0
INDIDEC = 0
NF-GG = 5

Das FFREAD-File für HZHA, HZHA.FFREAD, hatte folgende Gestalt:

```
**************************************************
* Generator parameters ( preferred value )
*    IKLEI   IPROC   XRAD   ECM   EMPIR   SM   ICAR
GENE 0.(1.)  1.(0.)  1.  183.  4.0  0.(1.)  1.

**************************************************
* Standard Model Parameters
*         MZ     GZ       GF       MTOP   MH   QCD5
GSMO   91.1863  2.4946  1.16639E-5   175.   65.  0.208

***************************************************
* SUSY parameters
*     MA   TANB   M     MU     At    Ab    SMQ   SMU   SMD   SML   SME
GSUS  25.  1.1  1000.  -1000. 1000.  1000. 1000. 1000. 1000. 1000. 1000.

****************************************************
* Production : Channels requested
*       hZ     HZ     hA     HA   WW->h   WW->H  ZZ->h  ZZ->H  H+H-
PRYN     1      1      1      1     1       1      1      1     1

*****************************************************
* Z decays in e+e- -- hZ and HZ
```

```
*     e   nue  mu  numu  tau nutau  d    u    s    c    b
GZDC  1    1    1    1    1    1    1    1    1    1    1

*****************************************************
* Higgs decays
GHHG  0   0
* GCH1 : steering card for H decays    (if SM = 0)
* GCH2 : steering card for h decays\\
* GCH3 : steering card for A decays    (if SM = 0)
*    ga gl  to  cq  bq  tq  WW  ZZ  AA/Zh  hh  Zg   e  mu  sq  ki  ch
GCH1  1  1  1  1  1  1  1  1   1    1  1  0  1  1  1  1
GCH2  1  1  1  1  1  1  1  1   1    1  1  0  1  1  1  1
GCH3  1  1  1  1  1  1  1  1   1    1  1  0  1  1  1  1

*****************************************************
*  CHARGED Higgs parameters
*       idc1  idc2   $m_H$    $m_h$    $m_A$     $m_H+$   v2/v1    alpha
GHCC     0.     0.     100.    50.     60.      65.     .5        .7
*
* H+ decay channels
* ne nm nt ud us ub cd cs cb Wbd Wbs Wbb hln hqq Aln Aqq Hln Hqq c0c+
GCHC 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0
*
```

Anhang E

Die selektierten Ereignisse

In diesem Abschnitt werden die Ereignisbilder der in der Analyse selektierten Ereignisse gezeigt; die Ereignisse, ihre Likelihood und die invarianten Massen der Higgs-Kandidaten sind noch einmal in der folgenden Tabelle E.1 zusammengefaßt (zur Erklärung siehe auch Abschnitt 5.9).

Run/Ereignis	$\mathcal{L}^{\mathrm{HZ}}$	$\mathrm{m_H}$[GeV]	$\mathcal{L}^{\mathrm{HZ}}_{\mathrm{OPAL}}$
8278/16605	0.999928	$75.3^{+6.9}_{-9.3}$	
8284/28362	0.99993	$62.3^{+5.7}_{-6.8}$ (83.2±2.7)	0.988
8298/78987	0.999999	$80.5^{+2.5}_{-3.0}$ (79.2±2.9)	0.990
8712/89200	0.999932	$72.2^{+6.5}_{-8.7}$ (75.7±3.0)	0.992
8746/80055	0.999992	$68.1^{+6.1}_{-7.6}$	
8812/21472	0.99999	$69.7^{+4.1}_{-4.8}$ (67.8±3.3)	0.995

Tabelle E.1: *Bei einem $\mathcal{L}^{\mathrm{HZ}}$-Schnitt von 0.99989 selektierte Ereignisse. In Klammern bei der rekonstruierten Masse ist für einige Ereignisse auch die rekonstruierte Masse der Higgs-Kandidaten gemäß der neuesten OPAL-Analyse [46] angegeben. $\mathcal{L}^{\mathrm{HZ}}_{\mathrm{OPAL}}$ ist die dort für die Ereignisse berechnete Likelihood.*

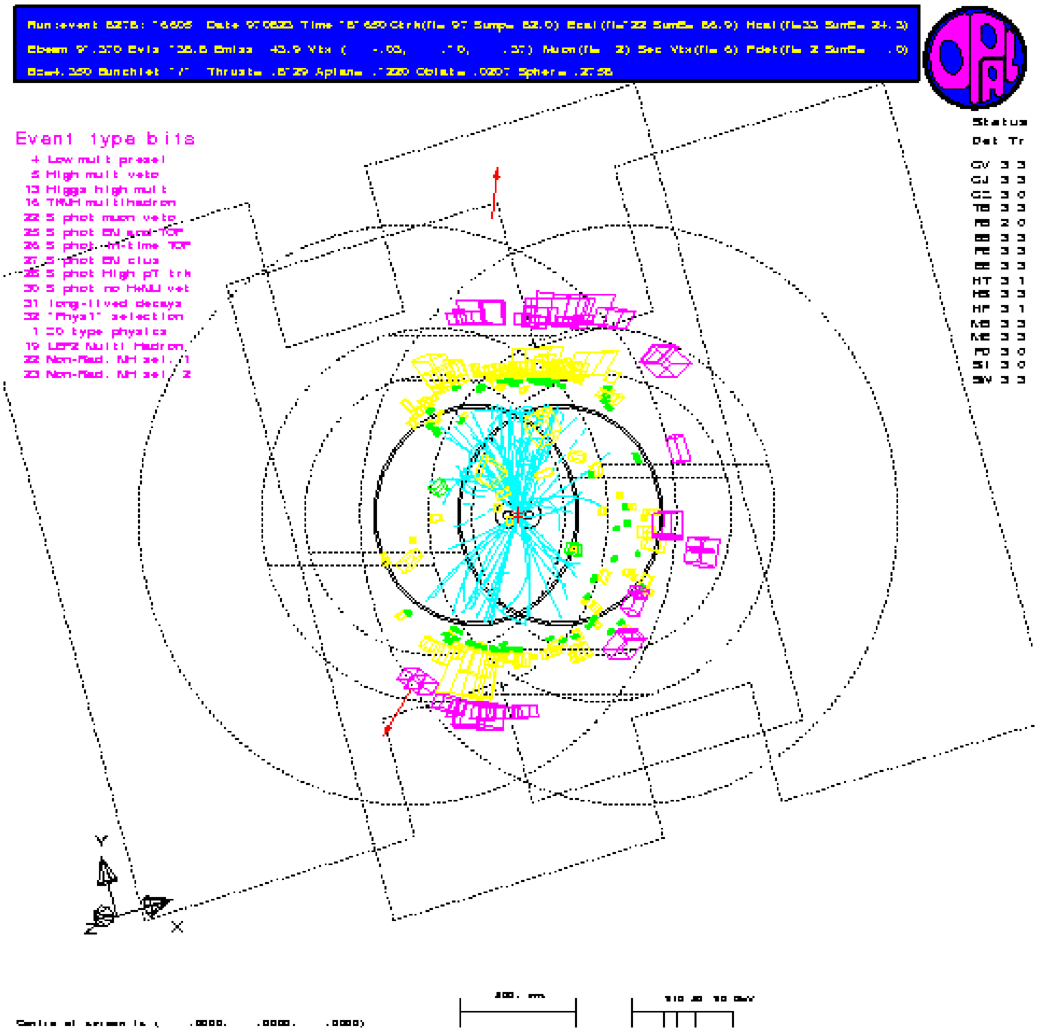


Abbildung E.1: *Ereignis 16605 aus Run 8278.*

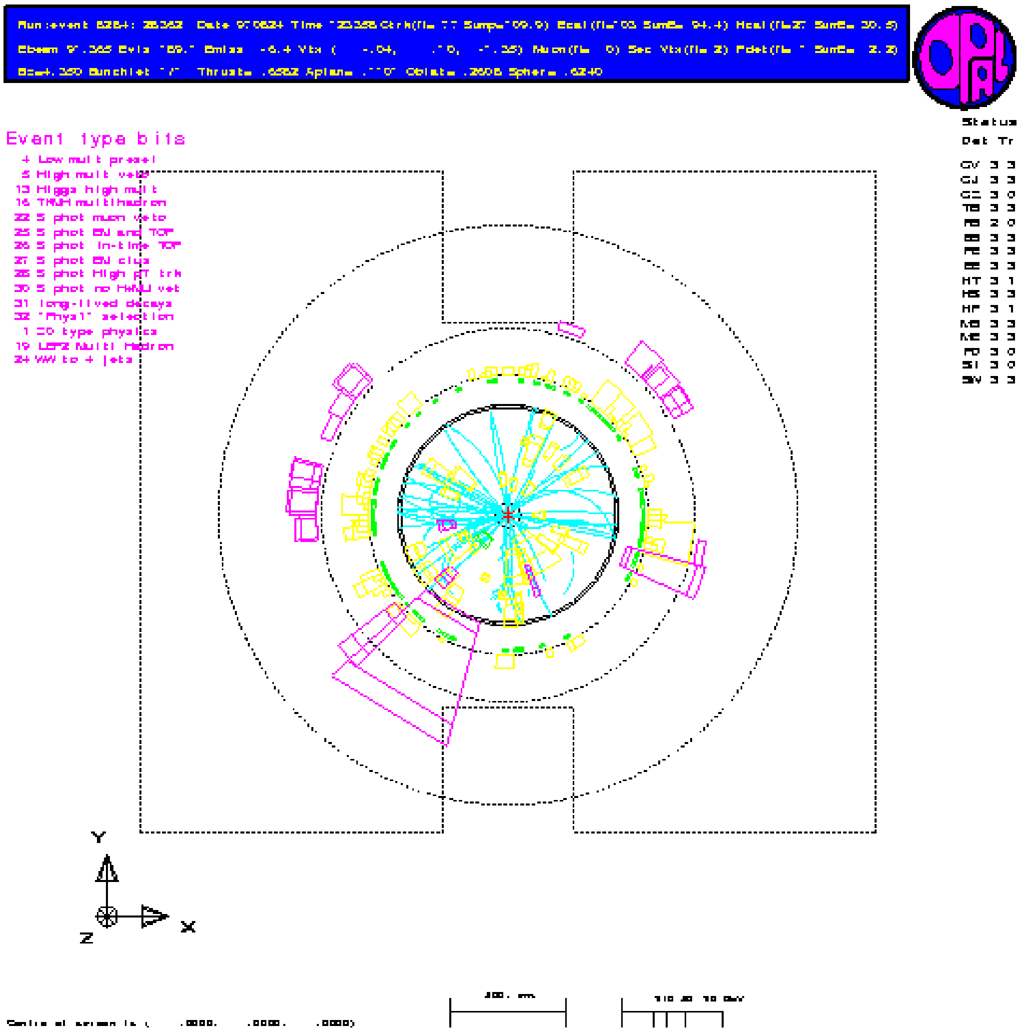


Abbildung E.2: *Ereignis 28362 aus Run 8284.*

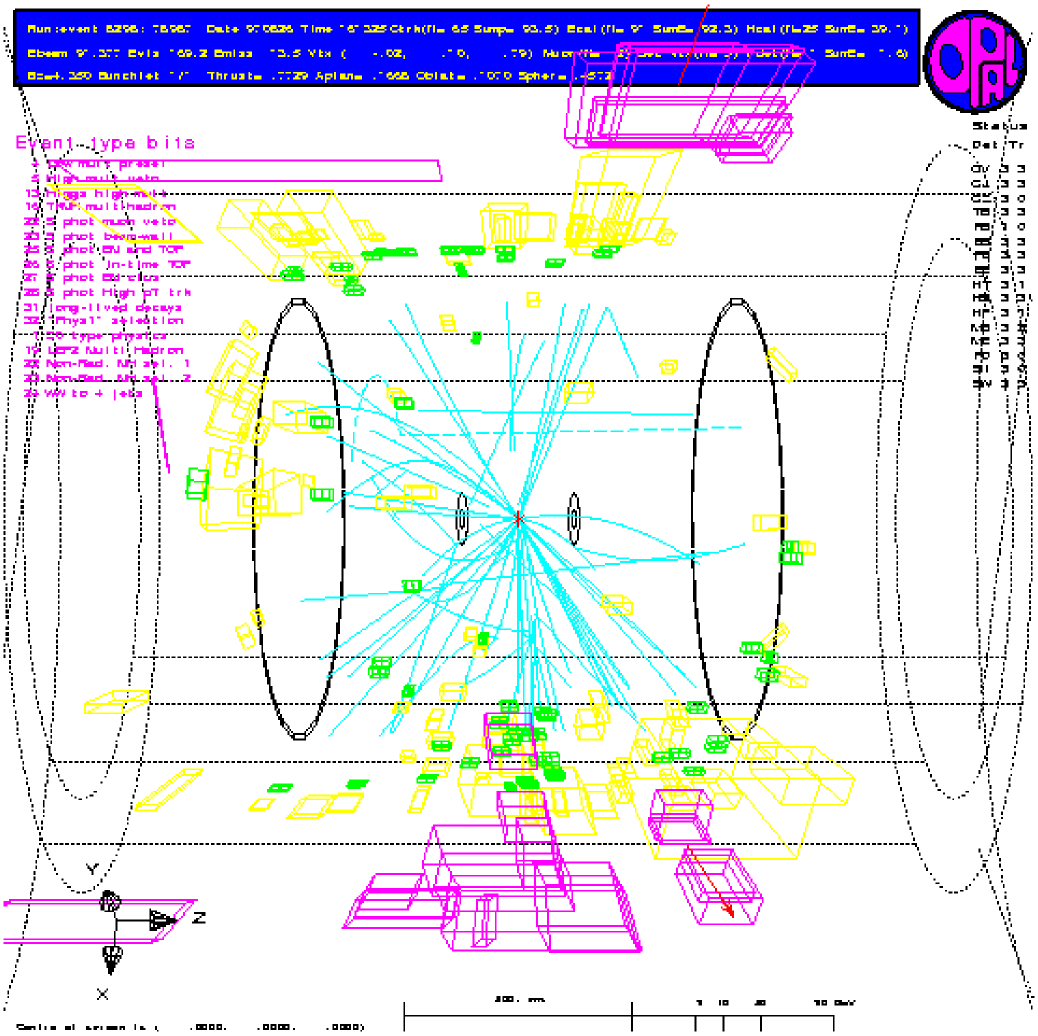


Abbildung E.3: *Ereignis 78987 aus Run 8298.*

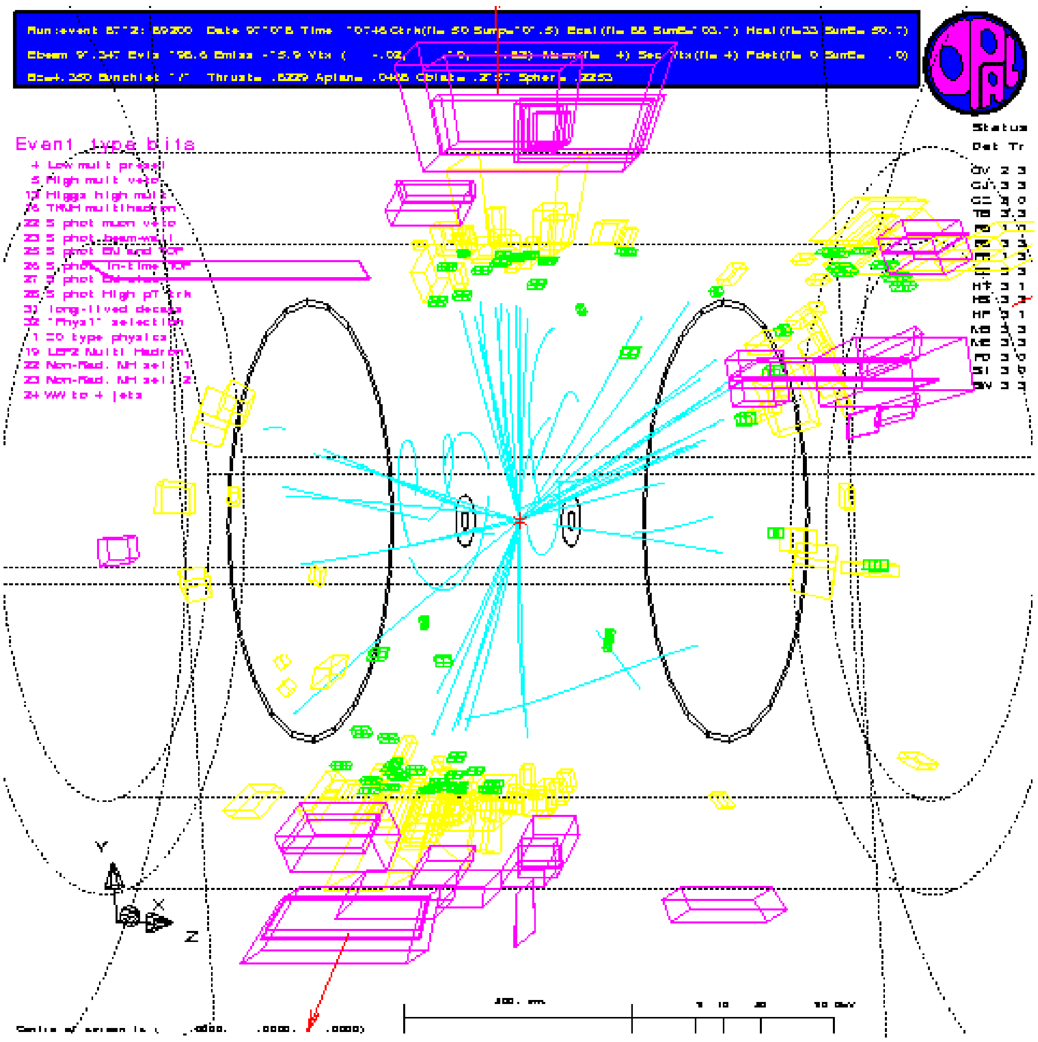


Abbildung E.4: *Ereignis 89200 aus Run 8712.*

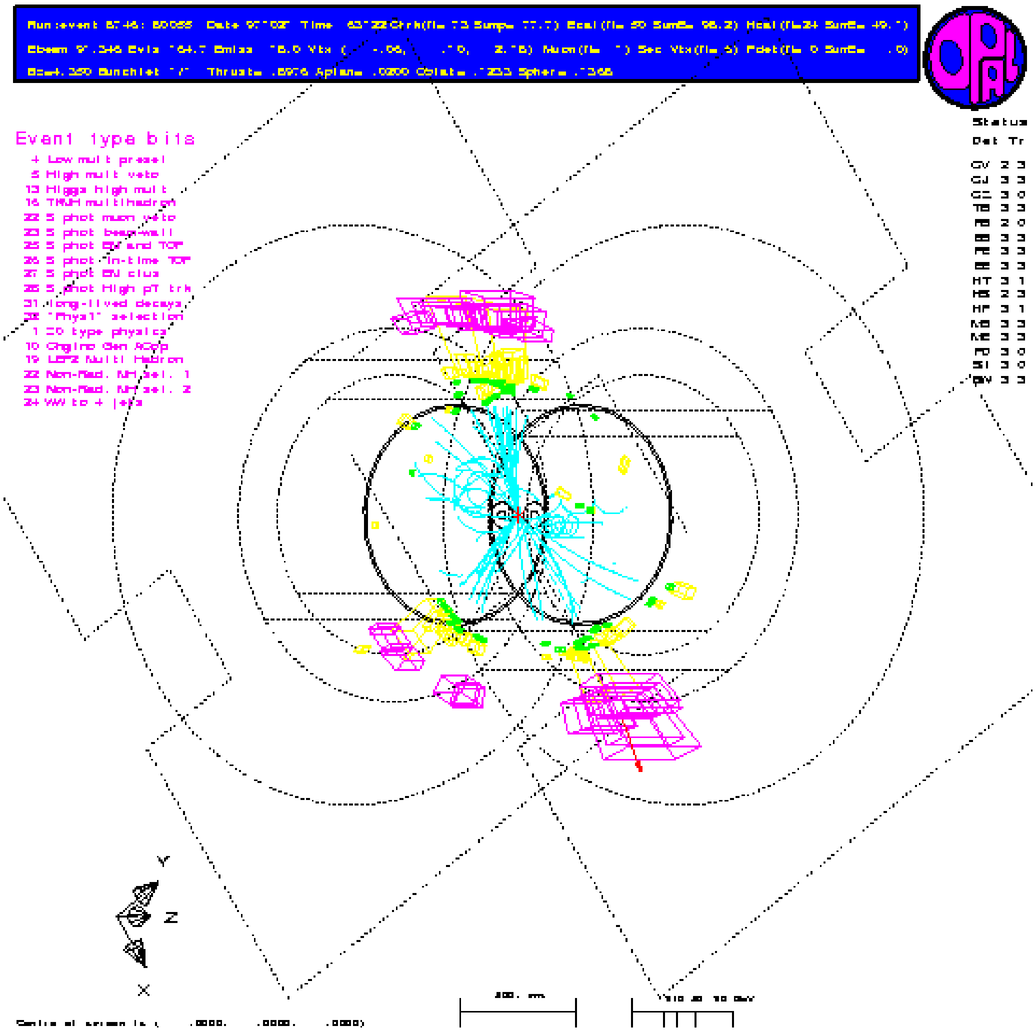


Abbildung E.5: *Ereignis 80055 aus Run 8746.*

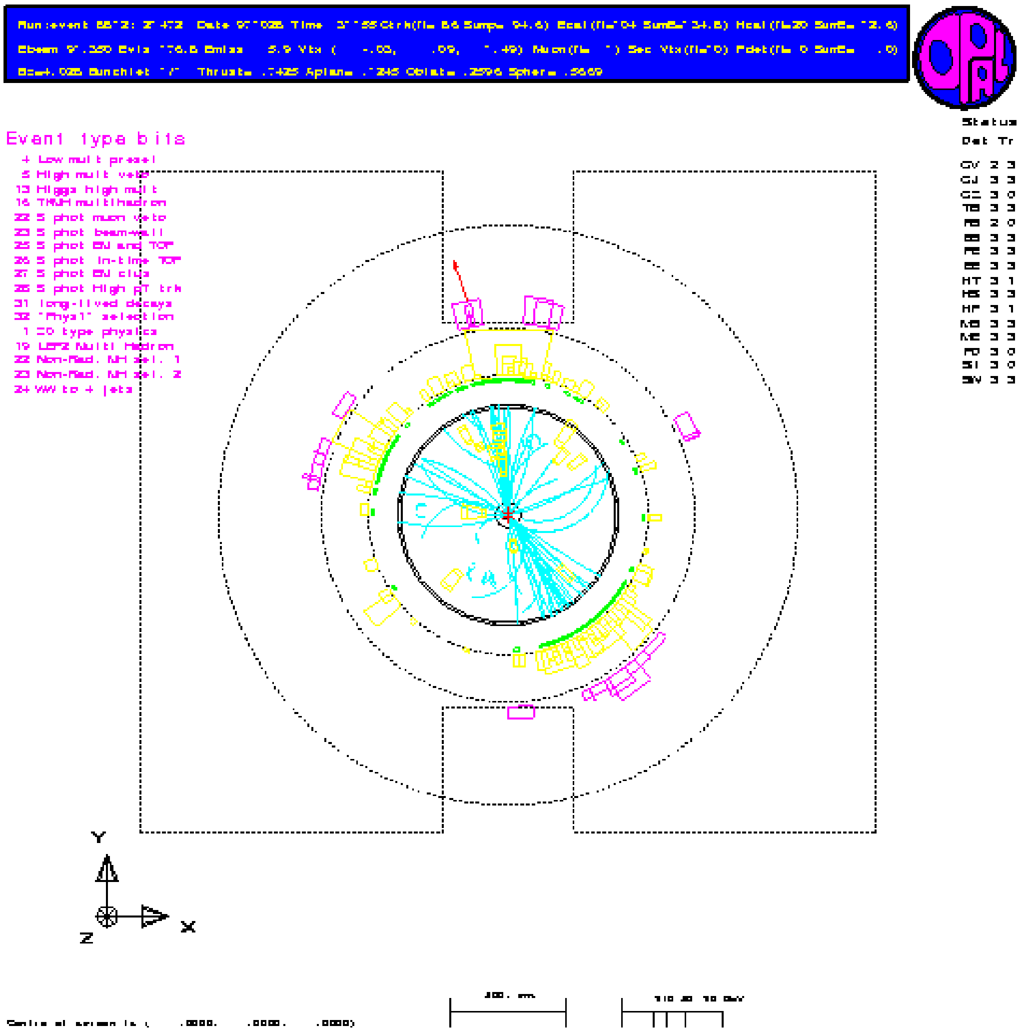


Abbildung E.6: *Ereignis 21472 aus Run 8812.*

Literaturverzeichnis

[1] OPAL Collaboration, Nucl. Instr. and Meth. **A305** (1991) 275.

[2] OPAL Collaboration, Nucl. Instr. and Meth. **A324** (1993) 34.

[3] OPAL Collaboration, Nucl. Instr. and Meth. **A346** (1994) 476.

[4] S. Anderson et al., Nucl. Instr. and Meth. **A403** (1998) 326.

[5] OPAL Collaboration, **Thin Scintillating Tiles with High Light Yield for the OPAL Endcap**, OPAL Technical Note TN 524.

[6] M. Hauschild, persönliche Mitteilung.

[7] M. Boutemeur, persönliche Mitteilung.

[8] OPAL Collaboration, **The OPAL Detector Technical Proposal**, CERN/LEPC/83-4.

[9] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264.

[10] S.L. Glashow, J. Iliopoulos, L. Maiani, Phys. Rev. **D2** (1970) 1285.

[11] A. Salam, **Elementary Particle Theory** (ed. N. Svartholm), Almquist and Wiksells, Stockholm 1968.

[12] OPAL Collaboration, CERN-PPE/97-101, eingesendet an Zeit. Phys. C.

[13] OPAL Collaboration, **Standard Model Measurements in** e^+e^- **Collisions at sqrt(s)=130-183 GeV**, OPAL Physics Note PN 323.

[14] LEP Electroweak Working Group und LEP-Kollaborationen, **A Combination of Precision Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model**, CERN-PPE 97-154.

[15] C.N. Yang, R.L. Mills, Phys. Rev. **96** (1954) 191.

[16] C. Quigg, **Gauge theories of the strong, weak and electromagnetic interactions**, Benjamin-Cummings, Reading (Massachusetts) 1983.

[17] I.J.R. Aitchison, A.J.G. Hey, **Gauge Theories in Particle Physics**, Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia 1989.

[18] O. Nachtmann, **Elementarteilchenphysik: Phänomene und Konzepte**, Vieweg-Verlag, Braunschweig 1986.

[19] F. Halzen, A.D. Martin, **Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics**, John Wiley and Sons, New York 1984.

[20] D.H. Perkins, **Introduction to High Energy Physics**, Addison-Wesley Publishing Company, Reading (Massachusetts) 1987.

[21] P. Schmüser, **Feynman-Graphen und Eichtheorien für Experimentalphysiker**, Springer-Verlag, Berlin 1995.

[22] P.W. Higgs, Phys. Rev. Lett. **12** (1964) 132; Phys. Rev. **145** (1966) 1156.

[23] F. Englert, R. Brout, Phys. Rev. Lett **13** (1964) 321.

[24] G.S. Guralnik, C.R. Hagen, T.W.B. Kibble, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 585.

[25] J. Gunion, H. Haber, G. Kane und S. Dawson, **The Higgs Hunter's Guide**, Addison-Wesley, Reading (Massachusetts) 1990.

[26] R.N. Mohapatra, **Unification and Supersymmetry**, Springer-Verlag, 2. Auflage, New York und Berlin 1992.

[27] T. Appelquist, N.Evans, **An extended technicolor model with QCD-like symmetry breaking**, hep-ph/9509270.

[28] M. Peskin, **Compositeness of quarks and leptons**, CLNS 81/516.

[29] M. Carena, P.M. Zerwas, Higgs Physics, in **Physics at LEP2** (Hrsg. G. Altarelli, T. Sjöstrand und F. Zwirner), CERN 96-01, Vol. 1 (1996).

[30] B.W. Lee, C. Quigg, H.B. Thacker, Phys. Rev. **D16** (1977) 1519.

[31] G. Altarelli, B. Mele, F. Pitolli, Nucl. Phys. **B287** (1987) 205.

[32] Review of Particles and Fields, Phys. Rev. **D54** Part I (1996).

[33] T. Hambye, K. Riesselmann, **SM Higgs mass bounds from theory**, DESY 97-152.

[34] G. Altarelli, **The Status of the Standard Model**, CERN-TH 97-278.

[35] G. Altarelli, G. Isidori, Phys. Lett. **B337** (1994) 141.

[36] M. Spira, persönliche Mitteilung.

[37] P. di Vecchia, **A unique theory of all forces**, hep-ph/9708105.

[38] A. Al-Naghmoush, M. Özer, M.O. Taha, **An upper bound on the Higgs boson mass from a positivity condition on the mass matrix**, hep-ph/9801290.

[39] J. Ellis, G.L. Fogli, E. Lisi, **Indications from Precision electroweak Physics Confront Theoretical Bounds on the Mass of the Higgs Boson**, CERN-TH/96-216.

[40] A. Sopczak, hep-ph/9712283.

[41] D.R. Ward, Vortrag auf der EPS-Konferenz, Jerusalem 8/97.

[42] J.-J. Blaising, Vortrag in Moriond, 1998.

[43] ALEPH Collaboration, Ergebnis präsentiert auf dem LEPC, November 1997.

[44] DELPHI Collaboration, Ergebnis präsentiert auf dem LEPC, November 1997.

[45] L3 Collaboration, **Search for the Standard Model Higgs Boson in** e^+e^-**-Collisions at sqrt(s)=183 GeV**, L3 Note 2237.

[46] OPAL Collaboration, **Search for Neutral Higgs Boson in** e^+e^-**-Collisions at sqrt(s)=183 GeV** , OPAL Physics Note PN 340.

[47] OPAL Collaboration, **Lower Bound for the SM Higgs Boson Mass: Combined Result from the four LEP Experiments**, OPAL Technical Note TN 518.

[48] F. Wilczek, **Beyond the Standard Model: An Answer and Twenty Questions**, hep-ph/9802400.

[49] S. Dimopoulos, H. Georgi, Nucl. Phys. **B193** (1981) 1150; Phys. Lett. **B117** (1982) 287.

[50] M. Peskin, **Beyond the Standard Model**, hep-ph/9705479.

[51] S.P. Martin, **A Supersymmetry Primer**, hep-ph/9709356.

[52] M. Drees, **An Introduction to Supersymmetry**, KEK-TH-501.

[53] N. Seiberg, **The Superworld**, hep-ph/9802144.

[54] V. Agrawal, S.M. Barr, J.F. Donoghue und D. Seckel, **Anthropic considerations in multiple-domain theories and the scale of the electroweak symmetry breaking**, hep-ph/9801253.

[55] V. Barger, R.J.N. Phillips, **Closing in on Supersymmetry**, MAD/PH/762.

[56] C. Csáki, **The Minimal Supersymmetric Standard Model (MSSM)**, hep-ph/9606414.

[57] H.E. Haber, **The Status of the Minimal Supersymmetric Standard Model and Beyond**, hep/ph/9709450.

[58] M. Spira, **QCD Effects in Higgs Physics**, CERN-TH/97-68.

[59] N.V. Krasnikow, **The Higgs Boson Mass Bound in the MSSM broken at high Scale**, hep-ph/9711286.

[60] J.A. Casas, J.R. Espinosas, H. E. Haber, **The Higgs mass in the mass infrared fixed point scenario**, hep-ph/9801365.

[61] S.A. Abel, B.C. Allanach, **Ruling out the MSSM at the low tan β fixed point**, hep-ph/9803476.

[62] S. Heinemeyer, W. Hollik, G. Weiglein, **QCD Corrections to the Masses of the neutral CP-even Higgs Bosons in the MSSM**, hep-ph/9803277.

[63] J. Erler, D.M. Pierce, **Bounds on Supersymmetry from Electroweak Precision Analysis**, hep-ph/9801238.

[64] 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).

[65] OPAL Collaboration, **Comparison of Branching Ratio Calculations for Higgs Boson Decays between HZHA and HDECAY**, OPAL Technical Note TN 508.

[66] A. Djouadi, J. Kalinowski, M. Spira, **HDECAY: A Program for Higgs Boson Decays in the Standard Model and its Supersymmetric Extension**, Comp. Phys. Comm. 108(1998) 56.

[67] P. Janot, in **Physics at LEP2** (Hrsg. G. Altarelli, T. Sjöstrand und F. Zwirner), CERN 96-01, Vol. 2 (1996).

[68] **Z Physics at LEP 1** (Hrsg. G. Altarelli, R. Kleiss und C. Verzegnassi), CERN 89-08, Vol. 1 (1989).

[69] S. Narisson, Phys. Lett. **B341** (1994) 73.

[70] OPAL Collaboration, **Search for the Standard Model Higgs in the 4-Jet-Channel at sqrt(s)=170(2) GeV with a Likelihood Method**, OPAL Technical Note TN 488.

[71] S. de Jong, persönliche Mitteilung.

[72] OPAL Collaboration, **Search for the Standard Model Higgs Boson in** e^+e^- **Collisions at** $\sqrt(s)$**=161 GeV**, CERN-PPE/96-161.

[73] OPAL Collaboration, **Search for the Standard Model Higgs Boson in** e^+e^- **Collisions at** $\sqrt(s)$**=161-172 GeV**, CERN-PPE/97-115; **Search for the Standard Model Higgs Boson in** e^+e^- **Collisions at** $\sqrt(s)$ **~183 GeV**, OPAL Physics Note OPN 326.

[74] M. Boutemeur, persönliche Mitteilung.

[75] J. Patt, **Results from** $\gamma\gamma$ **collisions in OPAL**, hep-ex/9710025.

[76] T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. **82** (1994) 74; LU TP 95-20.

[77] J. Fujimoto et al., Comp. Phys. Comm. **100** (1997) 128.

[78] E. Budinov et al., in **Physics at LEP2** (Hrsg. G. Altarelli, T. Sjöstrand und F. Zwirner), CERN 96-01, Vol. 2 (1996); R. Engel und J. Ranft, Phys. Rev. **D54** (1996) 4244.

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

[80] C.P. Ward, D.R. Ward und Ch. Hartmann, **WW108 Manual**, Manual der WW-Arbeitsgruppe bei OPAL, September 1996.

[81] T. Sjöstrand, **The Lund Monte Carlo for** e^+e^- **Jet Physics**, Comp. Phys. Comm. **28** 1983.

[82] M. Boutemeur, Vortrag OPAL Plenary, Dezember 1997.

[83] T. Omori, S. Asai, I. Nakamura und S. Yamashita, **MT Users' Guide**, Version 1.51/1.50, Oktober 1996.

[84] OPAL Collaboration, Z. Phys. **C52** (1991) 232.

[85] OPAL Collaboration, Phys. Lett. **B376** (1996) 232.

[86] R. Odorico, **NEURAL 2.00: a program for neural net and statistical pattern recognition**, DFUB 95-16.

[87] G.C. Fox, S. Wolfram, Nucl. Phys. **B149** (1979) 413.

[88] E. v. Toerne, persönliche Mitteilung.

[89] J.F. Kral, R. Van Kooten, P. Wells, **ID114 User's Guide**, Manual des Teilchen-Identifikationspakets, Juni 1996.

[90] M. Boutemeur, persönliche Mitteilung.

[91] CERN Computing and Networks Division, **CERNLIB - CERN Program Library Short Writeups**, CERN, Juni 1996.

[92] OPAL Collaboration, **Likelihood selections for $W^+W^- \to$qqqq events at 171 GeV**, OPAL Technical Note TN 443.

[93] J.W. Gary, **An OPAL Physics Utility Library PX Library**, Version 1.08, März 1993.

[94] E. v. Toerne, persönliche Mitteilung.

[95] J. Gascon, **The Processor to Combine Pairs of Gammas (CG)**, Version 1.08/24, Juni 1994.

[96] OPAL Collaboration, **Alternative optical Couplers for the Barrel TOF System**, OPAL Technical Note TN 509.

[97] W.R. Leo, **Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments**, Springer-Verlag, 2., überarb. Auflage, New York und Berlin 1994.

Abbildungsverzeichnis

2.1 Übersicht über den OPAL-Detektor. 4
2.2 Zwei Schnitte durch den OPAL-Detektor. 5
2.3 Detektoren der Endkappen. 8
2.4 Die Datennahme in TOF. 10

3.1 Strahlungsprozeß und WW-Fusion. 14
3.2 Verzweigungsverhältnisse des SM-Higgs. 15
3.3 Theoretische SM-Higgs-Massengrenzen. 17

4.1 Verzweigungsverhältnisse des SM-Higgs. 28
4.2 Die laufende b-Quarkmasse. 29
4.3 MSSM-Verzweigungsverhältnisse I. 30
4.4 MSSM-Verzweigungsverhältnisse II. 32
4.5 MSSM-Verzweigungsverhältnisse III. 33
4.6 Die Zerfallsbreite des schweren CP-geraden Higgs des MSSM. 34
4.7 MSSM-Verzweigungsverhältnisse IV. 35
4.8 Massen der MSSM-Higgs-Bosonen $\mathrm{h}^0, \mathrm{H}^0$ als Funktion von $\mathrm{m_A}$ 36

5.1 Schnitte der Vorselektion. 44
5.2 Übereinstimmung von Daten und Monte-Carlo I. 46
5.3 Übereinstimmung von Daten und Monte-Carlo II. 47
5.4 BHEMI für ausgewählte Input-Variablen. 50
5.5 Effizienz und Reinheit von BHEMI. 51
5.6 Vergleich verschiedener b-Tagger. 53
5.7 BHEMI für b- und udsc-Jets. 54
5.8 Die normierten WPT-Histogramme. 55
5.9 Die Funktion f(WPT). 56
5.10 Die kombinierte Wirkung von Fit und b-Tag. 62
5.11 Referenzhistogramme I. 66
5.12 Referenzhistogramme II. 67
5.13 Verteilung der verbleibenden Ereignisse des MC-Runs 1126. . 68
5.14 Effizienz und S/N der Analyse. 69
5.15 Die Likelihood-Verteilungen für $\mathcal{L}^{\mathrm{HZ}}$. 71
5.16 Die χ^2-Verteilungen als Funktionen der Higgs-Masse. 73

5.17 Spektrum der rekonstruierten Higgs-Massen eines HZ-Datensatzes. . . . 74
5.18 Massenverteilung des selektierten Untergrunds und eines Higgs-Signals von 80 GeV. . . . 75

A.1 Verbindung der Photomultiplier mit dem Szintillator in TOF. 80
A.2 Schematische Übersicht über den Versuchsaufbau. . . . 81
A.3 Beispiel eines Fits eines ADC-Spektrums. . . . 82

C.1 Zur Verdeutlichung des Konfidenzniveaus. . . . 90

E.1 Ereignis 16605 aus Run 8278. . . . 95
E.2 Ereignis 28362 aus Run 8284. . . . 96
E.3 Ereignis 78987 aus Run 8298. . . . 97
E.4 Ereignis 89200 aus Run 8712. . . . 98
E.5 Ereignis 80055 aus Run 8746. . . . 99
E.6 Ereignis 21472 aus Run 8812. . . . 100

Tabellenverzeichnis

3.1 SM-Massengrenzen der verschiedenen LEP-Experimente. . . . 17
3.2 Teilchengehalt des minimal-supersymmetrischen Standardmodells (MSSM). 19

4.1 Massengrenzen für den Zerfall des SM-Higgs in b-Quarks. . . 29
4.2 Massengrenzen für den Zerfall des leichten CP-geraden Higgs-Bosons des MSSM in b-Quarks. 31

5.1 In der Analyse verwendete Monte-Carlo-Datensätze. 40
5.2 Übersicht über die Schnitte der Vorselektion. 45
5.3 Übersicht über die Likelihood-Selektion. 70
5.4 Überblick über die selektierten Ereignisse. 72

A.1 Ergebnisse der Untersuchung verschiedener optischer TOF-Koppler. 83

E.1 Überblick über die selektierten Ereignisse. 94

Danksagung

An erster Stelle möchte ich mich bei Frau Prof. Dr. Schaile bedanken. Dank ihrer Themenstellung konnte ich meine Diplomarbeit auf dem Gebiet der Higgs-Physik schreiben, einem Bereich, der um so interessanter ist, als ihm noch ein Hauch Spekulation anhaftet. Des weiteren ermöglichte sie mir einen langen Aufenthalt am CERN und bot mir so die motivationssteigernde Gelegenheit, mit vielen sehr guten Physikern in Kontakt zu kommen - was sicherlich auch der Qualität dieser Arbeit förderlich war.

Dr. Madjid Boutemeur hat die schwere Last der Betreuung eines manchmal vorschnellen und oft widersprechenden Diplomanden und fast-schon-aber-eben-noch-nicht-ganz-Physikers ein knappes Jahr fast durchweg mit bewundernswerter Haltung getragen. Ohne ihn würde die Arbeit heute nicht in dieser Form vorliegen.

Dipl.-Psych. (sic!) Outi Pesonen gebührt Dank dafür, mich von der Notwendigkeit eines intakten sozialen Umfeldes mit allen, kurzfristig nicht immer die Produktivität steigernden Konsequenzen überzeugt zu haben. Sie ist selber der elementarste Baustein dieses Umfelds.

Dr. habil. Michael Spira danke ich für geduldige und lehrreiche Unterhaltungen über SUSY und Konsorten und für seine in Kapitel 4 verarbeiteten Anregungen. Seine Leichtigkeit bei Umwegen über Loops, higher order corrections und Renormierungsgruppengleichungen und seine pfadfinderhafte Sicherheit im MSSM-Phasenraum haben mir immer wieder vor Augen geführt, warum ich in der Experimentalphysik gut aufgehoben bin.

Dipl.-Phys. Jochen Schieck möchte ich für fachlichen, technischen und vor allem menschlichen Support danken. Auch Wirkungsquerschnitte können sich ändern, bei hoffentlich anhaltend hoher Luminosität.

Als letztes möchte ich denen danken, die der Hochenergiephysik und meiner Vorliebe für sie trotz teilweise jahrelanger Bemühungen meinerseits immer noch mit einer gehörigen Portion Skepsis begegnen als einer Sache, von der man nicht genau weiß, warum sie uns aufgrund welcher Finanzierung auf welchen Wegen wohin führen soll. Sie zwingen zum Nachdenken über das eigene Tun.

Persönliche Erklärung

Hiermit versichere ich, daß ich die vorliegende Arbeit selbständig und ohne andere als die angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe.

München, den 21. April 1998