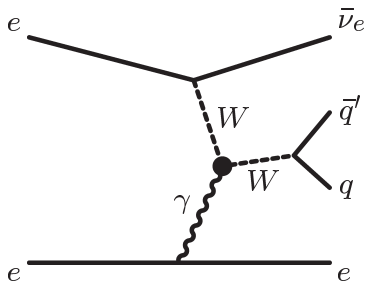
Untersuchung des Prozesses

$\mathbf{e^+e^- \to We\overline{\nu}_e \to q\overline{q}'e\overline{\nu}_e}$

mit Hilfe des OPAL-Detektors

Suche nach anomalen Drei-Eichbosonen-Kopplungen



Diplomarbeit

vorgelegt
von

Christof Degenhart

Albert-Ludwigs-Universität Freiburg
Fakultät für Physik

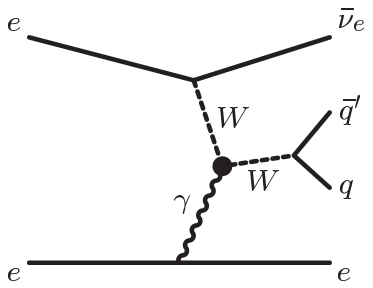
Januar 1998

Untersuchung des Prozesses

$\mathbf{e^+e^- \to We\overline{\nu}_e \to q\overline{q}'e\overline{\nu}_e}$

mit Hilfe des OPAL-Detektors

Suche nach anomalen Drei-Eichbosonen-Kopplungen



Diplomarbeit

vorgelegt
von

Christof Degenhart

Albert-Ludwigs-Universität Freiburg
Fakultät für Physik

Januar 1998

Inhalt

1 Einleitung **1**

2 Physik bei LEP2 **2**
2.1 Das Standardmodell . . . 2
2.2 Lokale Eichinvarianz . . . 4
2.3 Die elektroschwache Theorie . . . 4
2.4 Zerfälle des W-Bosons . . . 7
2.5 4-Fermion Endzustände . . . 7
2.6 Der Prozeß $e^+e^- \to We\overline{\nu}_e$ . . . 9
2.7 Anomale Kopplungen . . . 9

3 Das OPAL-Experiment **12**
3.1 Der LEP-Ring . . . 12
3.2 Der OPAL-Detektor . . . 12
3.2.1 Aufbau der Teildetektoren . . . 13
3.2.2 Triggersystem und Rekonstruktion von Ereignissen . . . 17
3.3 Simulation von Ereignissen . . . 18

4 Ereignis-Selektion **19**
4.1 Signal-Definition . . . 19
4.2 Simulation von Signal und Untergrund . . . 21
4.3 Selektion . . . 21
4.4 Ergebnisse bei $\sqrt{s} = 161$, 172 und 183 GeV . . . 31

5 Systematik **34**
5.1 Systematischer Fehler in der Luminosität . . . 34
5.2 Systematische Fehler auf die Selektionseffizienz des Signals . . . 34
5.3 Systematische Fehler auf den Wirkungsquerschnitt des Untergrunds . . . 36

6 Bestimmung von Grenzen auf anomale Drei-Eichbosenen-Kopplungen **38**

7 Zusammenfassung **42**

A Ereignisbilder **47**

Abbildungsverzeichnis

2.1 Wirkungsquerschnitte einiger Standardmodellprozesse oberhalb von $\sqrt{s} \approx m_Z c^2$ 8
2.2 4–Fermion Reaktionsmechanismen 8
2.3 Die drei dominierenden Diagramme des Prozesses $e^+e^- \to We\overline{\nu}_e$. 9
2.4 Die beiden dominierenden Diagramme des Prozesses $e^+e^- \to W^+W^-$. 10

3.1 Der LEP-Ring 13
3.2 Der OPAL-Detektor 15
3.3 Schnitt durch den OPAL-Detektor 16

4.1 Die drei dominierenden Diagramme des Prozesses $e^+e^- \to We\overline{\nu}_e \to q\overline{q}'e\overline{\nu}_e$. 19
4.2 Der für den Prozeß $e^+e^- \to u\overline{d}e\overline{\nu}_e$ bei $\sqrt{s} = 172$ GeV vorhergesagte differentielle Wirkungsquerschnitt. 20
4.3 Invariante Masse des Jetsystems nach der Vorselektion. 22
4.4 Feynman-Graphen für 2-Photon-Prozesse und multihadronische Ereignisse. 23
4.5 Energieeinträge in den Vorwärtsdetektoren nach der Vorselektion bei $\sqrt{s} = 161$-172 GeV. 23
4.6 Winkelverteilungen der Jets nach Schnitt A bei $\sqrt{s} = 161$-183 GeV. 24
4.7 Fehlender Transversalimpuls gegen Akoplanarität nach Schnitt B bei $\sqrt{s} = 161$-172 GeV. 25
4.8 Fehlender Transversalimpuls und Akoplanarität nach Schnitt B bei $\sqrt{s} = 183$ GeV. 26
4.9 Maximaler Transversalimpuls aller Leptonen relativ zum Jet nach Schnitt C 28
4.10 Die Verteilung der fehlenden Energie nach Schnitt D bei $\sqrt{s} = 161$-172 GeV. 28
4.11 Die invariante Masse der beiden Jets nach Schnitt D bei $\sqrt{s} = 183$ GeV. 29
4.12 Die invariante Masse des Jetsystems nach allen Schnitten bei $\sqrt{s} = 161$-183 GeV. 30

5.1 Differenz im Wirkungsquerschnitt zwischen den beiden Methoden zur Berechnung der Photon-Abstrahlung im Anfangszustand. 35

6.1 Wirkungsquerschnitt des Prozesses $e^+e^- \to q\overline{q}'e\overline{\nu}_e$ als Funktion der anomalen Kopplungen κ_γ und λ_γ. 39
6.2 Selektionseffizienz des Signals als Funktion der anomalen Kopplungen κ_γ und λ_γ. 39
6.3 Verlauf der logarithmischen Wahrscheinlichkeitsfunktion in Abhängigkeit von κ_γ und λ_γ. . 41

A.1 Erstes bei $\sqrt{s} = 161$ GeV selektiertes Ereignis. 48
A.2 Zweites bei $\sqrt{s} = 161$ GeV selektiertes Ereignis. 49
A.3 Erstes bei $\sqrt{s} = 172$ GeV selektiertes Ereignis. 50
A.4 Zweites bei $\sqrt{s} = 172$ GeV selektiertes Ereignis. 51

A.5 Erstes bei $\sqrt{s} = 183$ GeV selektiertes Ereignis. 52
A.6 Zweites bei $\sqrt{s} = 183$ GeV selektiertes Ereignis. 53
A.7 Drittes bei $\sqrt{s} = 183$ GeV selektiertes Ereignis. 54
A.8 Viertes bei $\sqrt{s} = 183$ GeV selektiertes Ereignis. 55
A.9 Fünftes bei $\sqrt{s} = 183$ GeV selektiertes Ereignis. 56
A.10 Sechstes bei $\sqrt{s} = 183$ GeV selektiertes Ereignis. 57
A.11 Siebtes bei $\sqrt{s} = 183$ GeV selektiertes Ereignis. 58

Tabellenverzeichnis

2.1 Die 24 vom Standardmodell vorhergesagten Elementarteilchen 3
2.2 Die 4 fundamentalen Wechselwirkungen 3
2.3 Multipletts bezüglich der elektroschwachen Wechselwirkung 5
2.4 Zerfallskanäle des W^+-Bosons. 7

4.1 Definition des Signalprozesses $e^+e^- \to q\overline{q}'e\overline{\nu}_e$. 19
4.2 Übersicht über die nach allen Schnitten verbleibenden Untergrundquellen. 30
4.3 Überblick über die verwendeten Selektions-Schnitte. 30
4.4 Wirkungsquerschnittsvorhersagen für den Prozeß $e^+e^- \to q\overline{q}'e\overline{\nu}_e$. 31
4.5 Anzahl der erwarteten Ereignisse und Selektionseffizienzen bei $\sqrt{s} = 161$ GeV. 32
4.6 Anzahl der erwarteten Ereignisse und Selektionseffizienzen bei $\sqrt{s} = 172$ GeV. 32
4.7 Anzahl der erwarteten Ereignisse und Selektionseffizienzen bei $\sqrt{s} = 183$ GeV. 32
4.8 Übersicht über die wichtigsten Eigenschaften der selektierten Ereignisse. 33

5.1 Überblick über die systematischen Fehler auf das Signal. 36
5.2 Überblick über die systematischen Fehler auf den Untergrund. 37

1. Einleitung

Nach der erfolgreichen Vermessung des Z^0-Bosons bei LEP1 in den Jahren 1989-1995 [1], wurde im Jahre 1996 ein neues Kapitel am e^+e^--Beschleuniger LEP (CERN) aufgeschlagen: Der Start des LEP2-Programms mit Schwerpunktsenergien von $\sqrt{s}$ = 160-200 GeV gestattet neben der Suche nach dem Higgs-Boson und neuen physikalischen Phänomenen vor allem die genaue Untersuchung von W-Bosonen. Anhand der paarweisen Produktion dieser Austauschteilchen können die Masse, die totalen und partiellen Breiten des $W^{\pm}$ gemessen werden. Wegen des deutlich niedrigeren Wirkungsquerschnitts sind derart präzise Messungen wie bei LEP1 allerdings nicht möglich. Darüber hinaus bieten sich die Wechselwirkungen des W-Bosons an - und hier speziell die Vermessung der Drei-Eichboson-Selbstkopplungen WWV (V=γ,Z). Diese Kopplungen sind eine direkte Konsequenz der SU(2)$\otimes$U(1)-Symmetrie der elektroschwachen Wechselwirkung und ihre Überprüfung stellt daher einen wichtigen Test des nicht-abelschen Charakters des Standardmodells dar. Im Gegensatz zu den Kopplungen von Bosonen an Fermionen [1] ist die Selbstkopplung von Eichbosonen - mit Ausnahme der Gluon-Selbstkopplung - bisher kaum gemessen worden. Indirekte Grenzen auf anomale Eichboson-Selbstkopplungen konnten aufgrund der LEP1-Daten sowie anderen Messungen gestellt werden [2]. Im Gegensatz dazu eröffnet das LEP2-Programm zum ersten Mal die Möglichkeit, diese Art von Kopplungen an einem e^+e^-–Beschleuniger *direkt* zu vermessen.

Das Hauptaugenmerk liegt dabei auf der paarweisen Produktion von W-Bosonen, da dieser Prozeß einen recht hohen Wirkungsquerschnitt besitzt. Hier ist es jedoch notwendig, die Form des differentiellen Wirkungsquerschnitts als Funktion des $W^{\pm}$-Produktionswinkels zu untersuchen und die Helizität des W-Bosons zu bestimmen [3, 4]. Die in der vorliegenden Arbeit untersuchte Einzelproduktion von W-Bosonen ($e^+e^- \to We\overline{\nu}_e$) hingegen bietet die Möglichkeit, Grenzen auf anomale WWγ-Kopplungen aufzustellen, ohne die differentiellen Verteilungen des erzeugten W-Bosons rekonstruieren zu müssen [5]. Da bei diesem Prozeß außerdem der Anteil des Diagramms mit dem WWZ-Vertex vernachlässigbar ist, kann eine von Annahmen über WWZ-Kopplungen unabhängige Messung der Kopplungen am WWγ-Vertex durchgeführt werden. Im Gegensatz dazu ist es bei der W-Paar-Produktion nicht möglich, die Diagramme mit dem WWγ- und dem WWZ-Vertex voneinander zu trennen.

Die W-Boson-Einzelproduktion stellt darüber hinaus einen wichtigen Untergrund dar für die Suche nach dem Higgs-Boson und Teilchen, die in Erweiterungen des Standardmodells vorhergesagt werden. Daher ist ein weiteres Ziel dieser Arbeit die Überprüfung des erwarteten Wirkungsquerschnitts von $We\overline{\nu}_e$-Ereignissen. Die vorgestellte Analyse konzentriert sich hierbei auf den hadronischen Zerfall des produzierten W-Bosons, dessen Verzweigungsverhältnis etwa doppelt so hoch ist wie das aller leptonischen Zerfallskanäle zusammen.

Auch am $p\bar{p}$–Beschleuniger Tevatron können einzelne W-Bosonen produziert werden, und zwar über die Reaktion $q\bar{q} \to W\gamma$. Allerdings hängen hier die anomalen WWγ-Kopplungen von der Wahl eines Dipol-Formfaktors ab, der eingeführt werden muß, um Eichinvarianz sicherzustellen. Zur Aufstellung von Grenzen auf diese Kopplungen wird die Verteilung der Transversalenergie des Photons ausgewertet. Was die mögliche Produktion einzelner W-Bosonen in e-γ- bzw. e-p-Kollisionen anbelangt, so sei an dieser Stelle auf die vorhandene Literatur verwiesen [6].

Hier, wie auch im folgenden, bedeute die vereinfachende Schreibweise $We\overline{\nu}_e$ sowohl $W^+e^-\overline{\nu}_e$ als auch $W^-e^+\nu_e$.

2. Physik bei LEP2

2.1 Das Standardmodell

Die Geschichte der Physik zeigt, daß zwei Fragen schon immer im Mittelpunkt des wissenschaftlichen Interesses standen: Welches sind die fundamentalen Bestandteile der Materie? Welche Kräfte wirken zwischen ihnen und bestimmen ihr Verhalten? Die Idee von einer kleinsten Einheit, dem sogenannten 'Atom' (gr. $\ddot{\alpha}\tau o\mu o\varsigma$ - unteilbar), aus dem sich sämtliche Materie zusammensetzt, hatten schon im 5. Jh. v. Chr. die Naturphilosophen Leukipp und Demokrit [7]. Seither mußte das Bild von den elementaren Bausteinen der Materie immer wieder revidiert werden, weil in Experimenten bei immer höheren Energien noch kleinere Teilchen gefunden wurden, aus denen sich die bis dahin als fundamental betrachteten Teilchen zusammensetzten.

Anfang des Jahrhunderts zeigte E. Rutherford, daß das Atom aus einem sehr kleinen Kern und einer Elektronenwolke aufgebaut ist. Bis in die dreißiger Jahre ging man danach von zwei elementaren Teilchen aus, dem Elektron und dem Proton. Zu diesen gesellten sich nach und nach das Neutron, das Neutrino und die Erkenntnis, daß zu jedem Teilchen ein Partner, sein Antiteilchen, existiert. Zu dieser Zeit waren auch bereits die vier fundamentalen Kräfte bekannt, die zwischen den verschiedenen Teilchen wirken: Die elektromagnetische Wechselwirkung zwischen geladenen Teilchen, die schwache Kraft, die für den β-Zerfall zuständig ist, die starke Wechselwirkung, die die Protonen im Atomkern trotz ihrer elektrischen Abstoßung zusammenhält, und die Gravitation, die nur in makroskopischen Dimensionen gemessen werden kann. Dabei gab es noch viele nur im Ansatz verstandene Phänomene, wie z.B. den Zusammenhalt der Atomkerne und die Kernkräfte. Yukawa hatte zur Beschreibung der starken Wechselwirkung 1934 ein kurzreichweitiges, sehr starkes Kraftfeld mit massiven Austauschteilchen postuliert, das zwischen Nukleonen wirken sollte, doch konnten diese Teilchen lange nicht beobachtet werden. Als schließlich dreizehn Jahre später das Pion in der Höhenstrahlung nachgewiesen und als Yukawa-Teilchen interpretiert wurde, dauerte es nicht mehr lange, bis immer schwerere stark wechselwirkende Teilchen (z.B. Λ, K^0_S) mit bis dahin unbekannten Eigenschaften entdeckt wurden. Λ und K^0_S wurden 'seltsamerweise' immer paarweise erzeugt, weswegen man ihnen die Eigenschaft 'Strangeness' zuordnete. Diese Teilchen ließen sich in der von Yukawa vorgeschlagenen Theorie nicht unterbringen. Ordnung in die vielen neuen Teilchen brachte 1961 Gell-Mann mit Hilfe der unitären Symmetriegruppe $SU(3)_{flavour}$[1]. Gemäß ihrer inneren Symmetrien (Spin, Parität, Baryonenzahl, Strangeness etc.) konnten die Hadronen in Multipletts angeordnet werden, die durch bestimmte Kombinationen von Tripletts - der fundamentalen Darstellung der SU(3) - konstruiert wurden. Den Tripletts wurden hypothetische elementare Teilchen mit drittelzahliger Ladung zugeordnet, die u-, d- und s-Quarks, die Ende der sechziger Jahre durch die Beobachtung der körnigen Struktur der Nukleonen in der tief-inelastischen Elektron-Nukleon-Streuung als reale Teilchen nachgewiesen werden konnten.

Unbefriedigend blieb aber der fehlende Nachweis freier Quarks, der erst durch eine weitere Eigenschaft der Partonen erklärt werden konnte: Sie tragen einen ladungsartigen Freiheitsgrad, an den die starke Wechselwirkung angreift. Er wurde aus Gründen der Analogie 'Farbe' genannt: Nur farbneutrale

[1] SU(3) steht für ***s**pezielle*, d.h. mit Determinante 1, ***u**nitäre*, d.h. $U^\dagger U = 1$, Gruppe der 3×3-Matrizen. Der Index *flavour* deutet an, daß man den Teilchen eine neue Quantenzahl, 'Aroma', zuschreibt.

Zustände aus zwei oder drei Quarks (sogenannte Hadronen) lassen sich nämlich beobachten, die dadurch zustandekommen, daß man den Quarks in 3-Quark-Zuständen (Baryonen) die Farben rot, grün und blau zuordnet, während man 2-Quark-Zustände (Mesonen) als Farb-Antifarb-Kombination betrachtet. Entsprechend wird die der starken Wechselwirkung zugrundeliegende Symmetriegruppe als $SU(3)_{\text{Farbe}}$ bezeichnet.

Das sogenannte Standardmodell ($\mathcal{SM}$), welches das bis heute angesammelte Wissen über die Elementarteilchen und ihre Wechselwirkungen in einer einheitlichen Theorie beschreibt, hat bisher alle experimentellen Tests erfolgreich bestanden. Im Standardmodell gibt es 24 Bausteine der Materie, sowie die dazugehörigen Antiteilchen, die in drei Familien eingeordnet werden, welche sich hauptsächlich in der Masse der Teilchen unterscheiden (siehe Tabelle 2.1).

Die Wechselwirkung zwischen Fermionen (Teilchen mit Spin $\frac{1}{2}$, wozu Quarks und Leptonen zählen) wird durch den Austausch von Vektorbosonen (Teilchen mit Spin 1) vermittelt. Wie erwähnt, gibt es vier fundamentale Wechselwirkungen, die in Tabelle 2.2 zusammengefaßt sind.

Die geladenen Leptonen und die Quarks nehmen an der elektromagnetischen Wechselwirkung teil, die im Standardmodell von der Quantenelektrodymanik (QED) beschrieben und durch den Austausch von masselosen Photonen γ vermittelt wird. Auf Leptonen und Hadronen wirkt die schwache Kraft, die durch die massiven Vektorbosonen $W^{\pm}$ und Z^0 übertragen wird. Die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung konnten zur elektroschwachen Wechselwirkung vereinheitlicht werden. Diese wird innerhalb des Standardmodells durch die Glashow-Salam-Weinberg-Theorie beschrieben [8], auf die ich in Abschnitt 2.3 etwas ausführlicher eingehen werde. Die dritte Kraft ist die farbstarke und wirkt zwischen den farbigen Quarks. Sie wird durch die masselosen Gluonen übertragen. Wie die Quarks tragen diese Farbladungen und existieren nicht frei. Im Gegensatz zu den Quarks besitzen sie zwei Farbladungen, Farbe + Antifarbe, in nicht-farbneutraler Kombination. Entsprechend können Gluonen in acht Farbzuständen auftreten. Nachgewiesen wurden sie ebenfalls zuerst indirekt in der tief-inelastischen Streuung, bevor 1979 erstmals bei der e^+e^--Annihilation in Quark-Antiquark-Paare harte, abgestrahlte Gluonen in 3-Jet-

	Leptonen	**Quarks**		
1. Familie (kleine Massen)	$\binom{e^-}{\nu_e}$	$\binom{u}{d}_{rot}$	$\binom{u}{d}_{grün}$	$\binom{u}{d}_{blau}$
2. Familie (mittlere Massen)	$\binom{\mu^-}{\nu_\mu}$	$\binom{c}{s}_{rot}$	$\binom{c}{s}_{grün}$	$\binom{c}{s}_{blau}$
3. Familie (große Massen)	$\binom{\tau^-}{\tau_\mu}$	$\binom{b}{t}_{rot}$	$\binom{b}{t}_{grün}$	$\binom{b}{t}_{blau}$

Tabelle 2.1: *Die 24 vom Standardmodell vorhergesagten Elementarteilchen. Hinzu kommen noch die 24 zugehörigen Antiteilchen.*

	wirkt auf	**Austausch-teilchen**	**relative Stärke**	**Reichweite**	**Beispiel**
starke	Hadronen	Gluonen	1	0.1 -1 fm	Kerne
elektro-magnetische	geladene Teilchen	Photonen	$\frac{1}{137}$	∞	Atome
schwache	Hadronen, Leptonen	Intermediäre Bosonen$W^{\pm}, Z^0$	10^{-5}	0.001 fm	β-Zerfall
gravitative	alle	Gravitonen	10^{-40}	∞	Sonnensystem

Tabelle 2.2: *Die 4 fundamentalen Wechselwirkungen. Ihre relative Stärke ist auf die starke Wechselwirkung normiert.*

Ereignissen beobachtet wurden [9]. Die theoretische Beschreibung der starken Wechselwirkung ist durch die Quantenchromodynamik (QCD) gegeben. Die Stärke der einzelnen Wechselwirkungen wird durch die entsprechenden Kopplungskonstanten α_{em}, g und α_s festgelegt. Die Gravitation ist, verglichen mit den anderen Wechselwirkungen, extrem schwach. Außerdem ist es bis heute nicht gelungen, sie mit mit Hilfe einer Quantentheorie zu beschreiben. Daher wird die Gravitation im Rahmen des Standardmodells nicht berücksichtigt.

2.2 Lokale Eichinvarianz

Alle Standardmodell-Theorien sind als *Eichtheorien* [10] formuliert, d.h., ihnen liegt ein fundamentales Prinzip zugrunde, aus dem sich u.a. auch die Existenz der Austauschbosonen zur Vermittlung der Kräfte ableiten läßt: Das *Prinzip der lokalen Eichinvarianz*.

Betrachten wir zunächst die erste bekannte lokale Eichfeldtheorie in der Elementarteilchenphysik, die QED, deren elektromagnetische Wechselwirkung in der abelschen Gruppe U(1) beschrieben wird. Unter einer Eichtransformation versteht man eine unitäre Transformation

$$U = e^{-i\lambda q} \tag{2.1}$$

der in der Theorie auftretenden Felder $\Psi \rightarrow \Psi' = U\Psi$, wobei λ eine beliebige globale Phase und q der erzeugende Generator der zugrundeliegenden Symmetriegruppe ist. Nun fordert man, daß die Form der Bewegungsgleichungen - oder äquivalent die Form der Lagrangedichte $\mathcal{L}$ - gegenüber Transformationen U invariant sein sollen. So ist z.B. die Lagrangedichte eines Spin-$\frac{1}{2}$-Teilchens

$$\mathcal{L} = i\ \overline{\Psi}\gamma^\mu\partial_\mu\Psi - m\ \overline{\Psi}\Psi \tag{2.2}$$

gegenüber *globalen* Transformationen ($\frac{\partial U}{\partial x} = 0 \Rightarrow \frac{\partial \lambda}{\partial x} = 0$) invariant. Unter *lokalen* Transformationen ($U = U(x) \Rightarrow \lambda = \lambda(x)$) erhält man jedoch einen Zusatzterm $\partial_\mu U$, welcher die Eichinvarianz zerstört. Man kann diese jedoch wieder herstellen, indem man ∂_μ durch die *kovariante Ableitung*

$$D_\mu = \partial_\mu - iqA_\mu \tag{2.3}$$

ersetzt. Das auf diese Weise eingeführte Vektorfeld A^μ zeigt alle Eigenschaften eines ungeladenen Spin-1-Teilchens ('*Eichboson*') - im Falle der QED ist dies das Photon.

Das Konzept lokaler Eichinvarianz läßt sich auch auf nichtabelsche Gruppen erweitern, wie z.B. die SU(2) der schwachen Wechselwirkung. Die lokalen Transformationen U der Fermionfelder können hier dargestellt werden als

$$U(x) = \exp\left(i\sum_{a=1}^{3}\theta_a(x)\ T_a\right), \tag{2.4}$$

wobei die $\theta_a(x)$ frei wählbare, raumzeitabhängige Phasen darstellen, welche Drehungen im durch die Generatoren T_a aufgespannten SU(2)-Raum des sogenannten schwachen Isospins I beschreiben.

2.3 Die elektroschwache Theorie

Im Jahre 1956 zeigte C.S. Wu in einem Experiment mit Kobalt-60-Kernen [11], daß beim β-Zerfall entstehende Elektronen eine bevorzugte Helizität[2] besitzen, die schwache Wechselwirkung also zwischen rechts- und linkshändigen Fermionen unterscheidet: Sie koppelt ausschließlich an linkshändige Fermionen, die man daher in $SU(2)_L$-Dubletts anordnet. Rechtshändige Fermionen hingegen können nicht schwach

[2] Als Helizität wird die Projektion des Spins in Flugrichtung des Teilchens bezeichnet. Hierdurch wird ein Schraubensinn definiert.

1. Familie	**2. Familie**	**3. Familie**	**I**	**I_3**	**Y**	**Q**
$(e^-, \nu_e)_L$	$(\mu^-, \nu_\mu)_L$	$(\tau^-, \nu_\tau)_L$	$\frac{1}{2}$	$(+\frac{1}{2}, -\frac{1}{2})$	-1	$(\ 0\ , -1\ )$
$(\ u\ ,\ d')_L$	$(\ c\ ,\ s')_L$	$(\ t\ ,\ b')_L$	$\frac{1}{2}$	$(+\frac{1}{2}, -\frac{1}{2})$	$+\frac{1}{3}$	$(+\frac{2}{3}, -\frac{1}{3})$
$(e)_R$	$(\mu)_R$	$(\tau)_R$	0	0	-2	-1
$(u)_R$	$(c)_R$	$(t)_R$	0	0	$+\frac{4}{3}$	$+\frac{2}{3}$
$(d)_R$	$(s)_R$	$(b)_R$	0	0	$-\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$

Tabelle 2.3: *Einteilung der Fermionen in Multipletts und deren Quantenzahlen bezüglich der elektroschwachen Wechselwirkung. Die Quarks d′, s′ und b′ sind Eigenzustände bezüglich der schwachen Wechselwirkung. Sie können als Mischungen der Masseneigenzustände d, s und b aufgefaßt werden, mit denen sie über die Cabbibo-Kobayashi-Maskawa-Matrix [12] verknüpft sind.*

wechselwirken, d.h. sie besitzen schwachen Isospin $I = 0$ (vgl. Tabelle 2.3), und man weist ihnen eine Singulettstruktur zu. Der elektroschwachen Eichtheorie liegt also die Symmetriegruppe $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ zugrunde, wobei die Hyperladung Y mit der dritten Komponente des schwachen Isospins und der Ladung über die *Gell-Mann-Nishijima-Relation* verknüpft ist:

$$Q = I_3 + \frac{1}{2}Y. \tag{2.5}$$

Die Forderung nach *Invarianz gegenüber lokalen Eichtransformationen* bedingt für die SU(2)-Gruppe die Einführung eines Tripletts $W_1^\mu, W_2^\mu, W_3^\mu$ von Eichfeldern, für die U(1)-Gruppe die des Singulett-Eichfeldes B^μ. Invarianz der Diracgleichung erhält man nun durch Einführung der *kovarianten Ableitung* D^μ:

$$\partial^\mu \to D^\mu = \partial^\mu + ig\sum_{k=1}^{3} I_k W_k^\mu + ig'\frac{Y}{2}B^\mu, \tag{2.6}$$

wobei die I_k bzw. $\frac{Y}{2}$ die erzeugenden Generatoren der jeweiligen Gruppe darstellen, d.h. den T_a in (2.4) entsprechen. Das Feld W_3^μ koppelt also mit Stärke gI_3, das Feld B^μ mit der Stärke $g'\frac{Y}{2}$ an die Fermionen. Das elektromagnetische Feld A^μ wird als Linearkombination der Felder W_3^μ und B^μ gerade so gewählt, daß einerseits seine Kopplung an die ungeladenen Neutrinos verschwindet und andererseits die Kopplung an die geladenen Leptonen $-e$ beträgt:

$$A^\mu = B^\mu \cos\theta_W + W_3^\mu \sin\theta_W \qquad \text{mit} \qquad e = g' \cos\theta_W = g \sin\theta_W \tag{2.7}$$

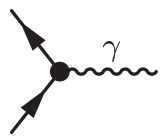
Das Feld Z^μ des neutralen schwachen Stroms ist orthogonal zu A^μ:

$$Z^\mu = -B^\mu \sin\theta_W + W_3^\mu \cos\theta_W \tag{2.8}$$

Die Felder der $W^\pm$-Bosonen sind:

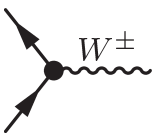
$$W^{\pm\mu} = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_1^\mu \mp iW_2^\mu). \tag{2.9}$$

Die *Kopplungen der elektroschwachen Theorie* ergeben sich dann wie folgt: Die geladenen Fermionen besitzen eine Vektorkopplung zum Photon:



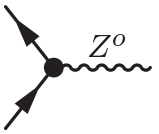
$$= \qquad -ie\,Q\,\gamma_\mu.$$

Ein W-Boson koppelt an die Dubletts des schwachen Isospins mit der V-A-Struktur:



$$= \quad -i\frac{e}{2\sqrt{2}\sin\theta_W}\,\gamma_\mu\,(1-\gamma_5).$$

Das Z-Boson schließlich koppelt an Fermionen gemäß deren Vektor- und Axialvektorkopplungen g_V und g_A:

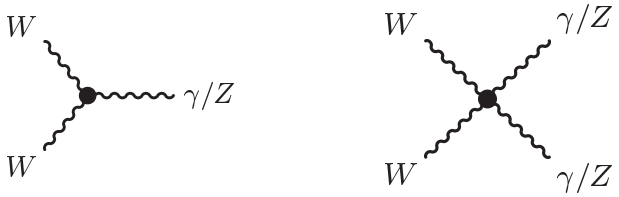


$$= \quad -i\frac{e}{2\sin\theta_W\cos\theta_W}\,\gamma_\mu\,(g_V - g_A\gamma_5).$$

Die Kopplungen an den Vektor- und Axialvektoranteil des neutralen schwachen Stroms hängen von Q und I_3 ab:

$$g_V = I_3 - 2\,Q\sin^2\theta_W \qquad \text{und} \qquad g_A = I_3 \tag{2.10}$$

Die Z- und W-Bosonen tragen selbst eine schwache Ladung, die W-Bosonen sind darüber hinaus elektrisch geladen. Die Eichbosonen der elektroschwachen Theorie können daher mit sich selbst wechselwirken. Die *Selbstkopplung der Eichbosonen* ist eine charakteristische Eigenschaft von nichtabelschen Eichtheorien. Es werden sowohl Drei- als auch Vier-Bosonen-Vertizes vorhergesagt, an denen immer das W-Boson beteiligt ist:



Eine Eichboson-Selbstkopplung zwischen γ- und Z-Boson ist im Rahmen des Standardmodells nicht möglich.

Die Eichinvarianz fordert Masselosigkeit für die vier Eichbosonen der elektroschwachen Theorie. Dies steht im Widerspruch zu experimentellen Beobachtungen, wonach drei der Eichbosonen ($W^{\pm}$ und Z^0) Masse besitzen. Um die Eichinvarianz erhalten zu können, führt man das sogenannte *Higgs-Hintergrundfeld* ein, das durch Wechselwirkung mit den Eichbosonen ihnen Masse verleiht. Das Higgsfeld besteht aus zwei komplexen Feldern, die in ein Dublett des schwachen Isospins eingeordnet werden:

$$\Phi = (\phi^+, \phi^0). \tag{2.11}$$

Im Grundzustand, dem Vakuum, besitzt die neutrale Komponente ϕ^0 des Higgsfelds einen von Null verschiedenen Erwartungswert:

$$\langle 0|\Phi|0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(0, v). \tag{2.12}$$

Diese Symmetriebrechung führt zur Vorhersage eines neutralen, massiven Higgs-Bosons H. Durch die Kopplung an das Higgsfeld erhalten die W- und Z-Bosonen ihre Masse. Die beiden unterschiedlichen Kopplungen g und g' führen zu einer wichtigen Beziehung zwischen den Massen der W- und Z-Bosonen:

$$\cos\theta_W = \frac{m_W}{m_Z} \tag{2.13}$$

Die Masse des Higgs-Bosons ist bis heute unbekannt, da es bisher experimentell noch nicht nachgewiesen werden konnte.

2.4 Zerfälle des W-Bosons

Das W-Boson kann sowohl in Lepton-Antilepton-, als auch in Quark-Antiquark-Paare zerfallen. Aufgrund der Universalität der schwachen Wechselwirkung im Standardmodell treten alle Zerfallkanäle gleich häufig auf. Bei den Quarkpaaren kommt ein zusätzlicher Faktor 3 für die möglichen Farbladungen hinzu. Das t-Quark kann wegen seiner großen Masse nicht erzeugt werden. Insgesamt erwartet man daher für den Zerfall eines W^+ die Paare $e^+\nu_e$, $\mu^+\nu_\mu$, $\tau^+\nu_\tau$, $u\bar{d}'$ und $c\bar{s}'$ im Verhältnis $1:1:1:3:3$. Dieses Verhältnis wird allerdings durch QCD-Korrekturen ein wenig verschoben. Die Standardmodell-Vorhersage und die gemessenen Verzweigungsverhältnisse für das W^+-Boson sind in Tabelle 2.4 aufgeführt[3]. Sie sind dem *Particle Data Book* [13] entnommen.

Kanal	**Verzweigungsverhältnis** (Γ_i/Γ)	
	gemessen	$\mathcal{SM}$**-Vorhersage**
$e^+\nu$	$(10.8 \pm 0.4)\%$	10.8%
$\mu^+\nu$	$(10.4 \pm 0.6)\%$	10.8%
$\tau^+\nu$	$(10.9 \pm 1.0)\%$	10.8%
Hadronen	$(67.9 \pm 1.5)\%$	67.6%

Tabelle 2.4: *Zerfallskanäle des* W^+*-Bosons.*

2.5 4-Fermion Endzustände

Das Standardmodell wurde in einer Vielzahl von Experimenten getestet. Obwohl es vom theoretischen Standpunkt aus eher unbefriedigend ist, da es viele Fragen offen läßt (z.B. „warum gibt es gerade 3 Fermionfamilien?“) und eine ganze Reihe von Parametern (z.B. die Massen von Fermionen und Bosonen) nicht *a priori* festgelegt sind, sondern experimentell bestimmt werden müssen, hat sich bisher eine verblüffend gute quantitative Übereinstimmung ergeben. Trotzdem sucht man weiter nach eventuellen Abweichungen, um vielleicht eine noch fundamentalere Theorie zu finden, die ohne die Vielzahl freier Parameter auskommt. Auch das Higgs-Boson möchte man finden. Außerdem gibt es immer noch Standardmodellvorhersagen, die nur unzureichend überprüft worden sind, wie z.B. die Drei-Eichboson-Selbstkopplung. Im Rahmen des LEP2-Programms[4] am Europäischen Forschungszentrum für Teilchenphysik (CERN) in Genf werden solche Tests mit Hilfe von Elektron-Positron-Kollisionen bei Schwerpunktsenergien von 161-200 GeV durchgeführt. In Abbildung 2.1 ist der vom Standardmodell vorhergesagte Wirkungsquerschnitt für die bei LEP2 möglichen Prozesse gegen die Schwerpunktsenergie aufgetragen. Wie deutlich zu sehen ist, nimmt die Bedeutung von Prozessen mit vier Fermionen im Endzustand mit wachsender Energie zu. Insbesondere Schwerpunktsenergien oberhalb der Schwelle für W-Paar-Produktion ($E_{cms} = 2\ m_W c^2 \approx 161$ GeV) bieten die Möglichkeit, Prozesse der Art $e^+e^- \to 4$ Fermionen zu untersuchen. Abbildung 2.2 zeigt fünf verschiedene Klassen, in die man diese sogenannten 4-Fermiondiagramme einordnen kann: Annihilation (A-C), Konversion (D-E), Bremsstrahlung (F-G), Fusion (H) und 2–Photon- oder Multiperipheral-Reaktionen (I). Da die entstehenden Z/γ^*- und W-Bosonen in Lepton- bzw. Quarkpaare zerfallen, ergeben sich aus den fünf verschienen Produktionsmechanismen drei Kategorien von 4-Fermion-Endzuständen: (i) rein hadronische Endzustände, (ii) semileptonische Endzustände und (iii) rein leptonische Endzustände. Außerdem unterscheidet man in s-Kanal (die Annihilations-Diagramme A-C) und t-Kanal (den Streu-Diagrammen D-I), eine Bezeichnung, die von den Mandelstamm-Variablen[5] s und t herrührt.

[3] Für das W^--Bosons sind die entsprechend ladungskonjugierten Zerfallkanäle zu nehmen.

[4] Genaueres hierzu in Kapitel 3, S. 12.

[5] Zur Definition der Mandelstamm-Variablen betrachte man den Zweiteilchenprozeß $a+b \to c+d$. Mit s wird das Quadrat der Schwerpunktsenergie bezeichnet: $s := (p_a + p_b)^2 = (p_c + p_d)^2 = E_{cms}^2$, während t sich über $t := (p_a - p_c)^2$ definiert (p_i = Viererimpuls des i-ten Teilchens).

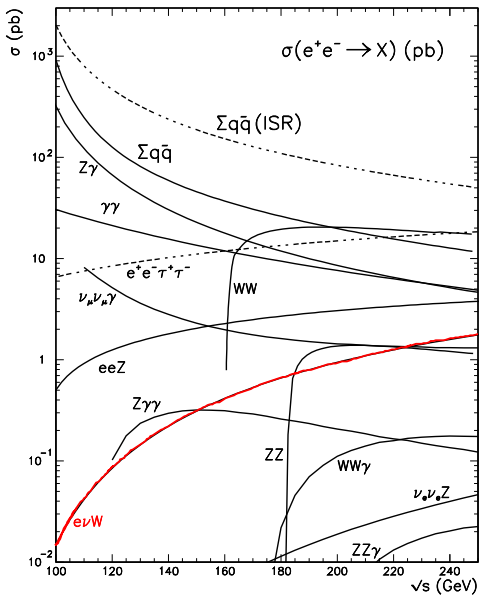


Abbildung 2.1: *Die wichtigsten $\mathcal{SM}$–Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit der Schwerpunktsenergie oberhalb der Z-Resonanz.*

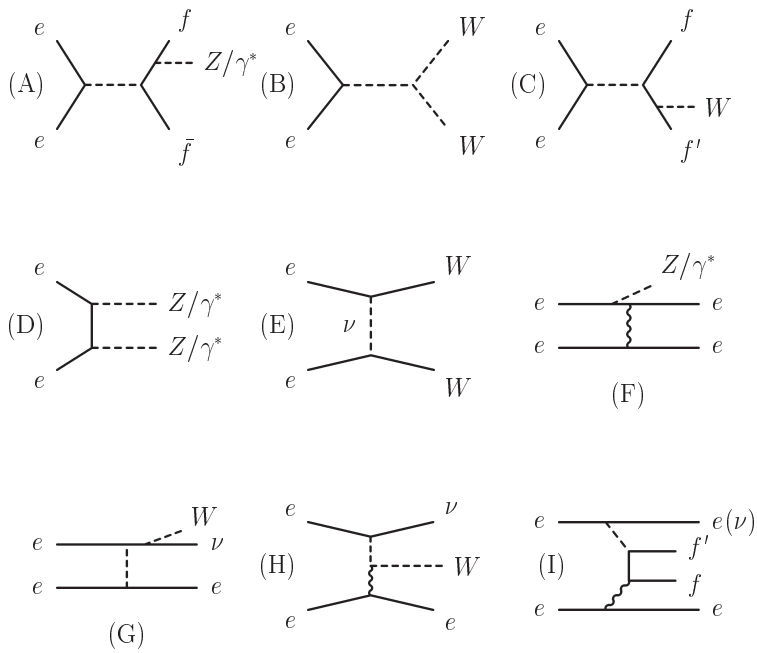


Abbildung 2.2: *Schematische Feynman-Diagramme als Beispiele für die verschiedenen Reaktionsmechanismen bei der Produktion von 4–Fermion Endzuständen. Annihilation (A-C), Konversion (D-E), Bremsstrahlung (F-G), Fusion (H), 2–Photon-Reaktion (multiperipheral) (I).*

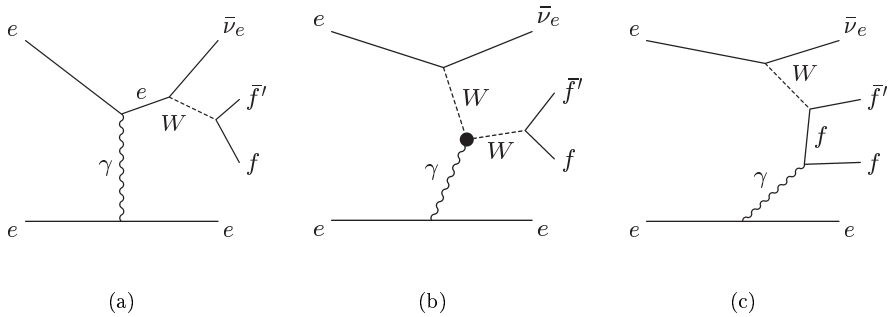


Abbildung 2.3: *Die drei dominierenden Diagramme des Prozesses* $e^+e^- \to We\overline{\nu}_e$.

2.6 Der Prozeß $e^+e^- \to We\overline{\nu}_e$

Betrachten wir noch einmal Abbildung 2.1: Das Standardmodell sagt einen starken Anstieg des Wirkungsquerschnittes für den Prozeß $e^+e^- \to We\overline{\nu}_e$ mit der Schwerpunktsenergie voraus. Im Gegensatz dazu nehmen die Wirkungsquerschnitte der 2-Fermion-Prozesse zu höheren Energien hin ab, und der Wirkungsquerschnitt für die W-Paar-Produktion, die, wie wir sehen werden, den Hauptuntergrund für den Prozeß $e^+e^- \to We\overline{\nu}_e$ darstellt, bleibt oberhalb der W-Paar-Produktionsschwelle nahezu konstant. Die Reaktion $e^+e^- \to We\overline{\nu}_e$ sollte sich daher umso besser vom Untergrund trennen lassen, je höher die Strahlenergie ist, die der e^+e^--Beschleuniger erreicht.

Die Einzelproduktion von W-Bosonen verläuft weitgehend über die Fusion eines Photons und eines W-Bosons im t-Kanal (Diagramm H in Abb. 2.2 bzw. Diagramm b in Abb. 2.3). Um die Masse des dabei entstehenden reellen W-Bosons ($m_W \approx 80$ GeV/c^2) erzeugen zu können, ist es notwendig, daß entweder das emittierte W-Boson oder das Photon einen großen Impulsübertrag Q^2 besitzt. Da aber das W-Boson nicht allzuweit von der Massenschale entfernt sein kann, ist sein Q^2 zumeist viel größer als der des Photons. Das Neutrino wird daher unter großem Winkel in den Detektor gestreut, während das Elektron (bzw. Positron), welches das Photon abstrahlt, nahezu unabgelenkt entlang der Strahlachse weiterfliegt. Eine Signatur von $We\overline{\nu}_e$–Ereignissen ist somit ein isoliertes Lepton oder zwei Jets[6] (als die beiden Zerfallsmöglichkeiten des W-Bosons), großer fehlender Transversalimpuls (aufgrund des nicht nachweisbaren Neutrinos) sowie ein Elektron (Positron) entlang der Strahlachse. Nur Diagramm b ist sensitiv auf die Drei-Eichboson-Kopplung $WW\gamma$. Es läßt sich allerdings aufgrund von Interferenz nicht von Diagramm a trennen. Der Beitrag von Diagram c ist, wie wir später sehen werden, stark unterdrückt. Den Beitrag des Diagramms, bei dem das Photon in b durch ein Z^0 ersetzt ist, kann man vernachlässigen, weil dazu sowohl das Z^0 wie auch das W-Boson weit von ihrer Massenschale entfernt sein müßten, aber die Abstrahlung des Z^0-Bosons mit $1/Q^2$ unterdrückt ist.

2.7 Anomale Kopplungen

Stärkere Abweichungen von den im Rahmen des Standardmodells erwarteten Kopplungsstärken der Drei-Eichboson-Kopplungen werden z.B. in sogenannten '*Compositeness*'-Modellen [14] vorhergesagt. Sie gehören zu den '*Großen Vereinheitlichten Theorien*' (*Grand Unified Theories*, GUTs), die versuchen, *alle* Wechselwirkungen aus den Eichtransformationen *einer* Gruppe herzuleiten. In Compositeness-Modellen sind Quarks, Leptonen und Higgs-Bosonen (evtl. auch die W- und Z-Bosonen) aus noch kleineren Teilchen

[6] Beim Übergang von Quarks in Hadronen (Fragmentierung) werden die Hadronen in einen bestimmten Raumwinkelbereich gestreut: Sie sind in sogenannten 'Jets' gebündelt, deren Gesamtenergie durch die Energie des Quarks, aus dem sie hervorgehen, festgelegt wird. Jets zeichnen sich dadurch aus, daß in ihnen alle Hadronen bezüglich der Jetachse einen relativ kleinen Transversalimpuls ($p_T \approx 300$ MeV) haben.

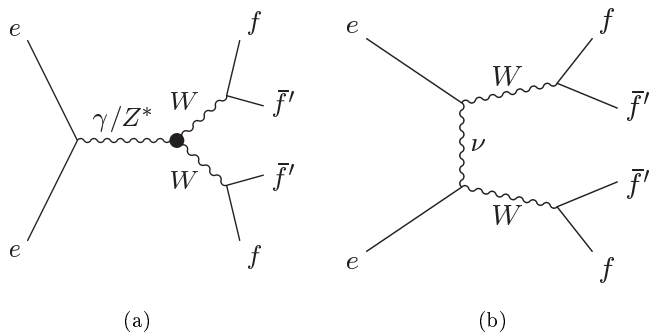


Abbildung 2.4: *Die beiden dominierenden Diagramme des Prozesses* $e^+e^- \to W^+W^-$.

aufgebaut, die man *Präonen* nennt, und die mittels der neuen Form einer superstarken Wechselwirkung zusammengehalten werden. Auch die mögliche Existenz eines bei LEP1 unentdeckt gebliebenen Z′ könnte größere Abweichungen hervorrufen [15]. Kleinere Abweichungen hingegen ließen sich mit Hilfe von Erweiterungen des Standardmodells, wie z.B. dem *'minimalen supersymetrischen Standardmodell'* (MSSM [16]), erklären [17]. Die Existenz solcher Abweichungen, *'anomaler Kopplungen'*, zu bestätigen oder mit größtmöglicher Wahrscheinlichkeit auszuschließen, ist eines der Ziele von LEP2 [18]. Das Hauptaugenmerk liegt hierbei auf der W-Paar-Produktion (siehe Abbildung 2.4), wobei der Drei-Eichbosonen-Vertex nur im s-Kanal (Diagramm a) auftritt. Allerdings gibt es hier keine Möglichkeit, WWZ- und WWγ-Kopplung zu trennen, wohingegen sich beim Prozeß $e^+e^- \to We\overline{\nu}_e$ der WWγ-Vertex gesondert untersuchen läßt. Der große Vorteil der W-Paar-Produktion ist der wesentlich höhere Wirkungsquerschnitt (vgl. Abbildung 2.1). Ein Vorteil der Analyse von $We\overline{\nu}_e$–Ereignissen ist es, differentielle Verteilungen des erzeugten W-Bosons, wie z.B. den differentiellen Wirkungsquerschnitt als Funktion des $W^\pm$-Produktionswinkels, nicht rekonstruieren zu müssen. Diese differentiellen Verteilungen liefern nämlich bei der Analyse der paarweisen W-Produktion die sensitivste Information über eventuelle anomale Kopplungen. Daher stellt die Untersuchung der W-Boson-Einzelproduktion eine die W-Paar-Analyse ergänzende Methode der Messung anomaler Kopplungen bei LEP2 dar [5, 19].

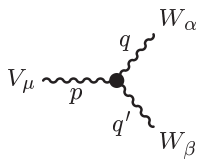
Die Kopplung zwischen zwei geladenen und einem neutralen Vektorboson wird durch folgende effektive Lagrangedichte

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{WWV}/g_{WWV} &= ig_1^V(\mathrm{W}^\dagger_{\mu\nu}\mathrm{W}^\mu\mathrm{V}^\nu - \mathrm{W}^\dagger_\mu\mathrm{V}_\nu\mathrm{W}^{\mu\nu}) \\
&\quad + i\kappa_V\mathrm{W}^\dagger_\mu\mathrm{W}_\nu\mathrm{V}^{\mu\nu} + \frac{i\lambda_V}{m_W^2}\mathrm{W}^\dagger_{\lambda\mu}\mathrm{W}^\mu{}_\nu\mathrm{V}^{\nu\lambda} \\
&\quad - g_4^V\mathrm{W}^\dagger_\mu\mathrm{W}_\nu(\partial^\mu\mathrm{V}^\nu + \partial^\nu\mathrm{V}^\mu) + g_5^V\,\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma}(\mathrm{W}^\dagger_\mu \overset{\leftrightarrow}{\partial}_\rho \mathrm{W}_\nu)\mathrm{V}_\sigma \\
&\quad + i\tilde{\kappa}_V\mathrm{W}^\dagger_\mu\mathrm{W}_\nu\tilde{\mathrm{V}}^{\mu\nu} + \frac{i\tilde{\lambda}_V}{m_W^2}\mathrm{W}^\dagger_{\lambda\mu}\mathrm{W}^\mu{}_\nu\tilde{\mathrm{V}}^{\nu\lambda},
\end{aligned} \tag{2.14}$$

beschrieben, wobei $V := \mathrm{Z}$ oder γ, $\mathrm{W}_{\mu\nu} := \partial_\mu\mathrm{W}_\nu - \partial_\nu\mathrm{W}_\mu$, entsprechend $\mathrm{V}_{\mu\nu}$, $\tilde{\mathrm{V}}_{\mu\nu} := \frac{1}{2}\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}\mathrm{V}^{\rho\sigma}$, $A \overset{\leftrightarrow}{\partial_\mu} B := A(\partial_\mu B) - (\partial_\mu A)B$, ϵ_{ijkl} den total antisymetrischen Einheitstensor und W^μ das W^--Feld bezeichnen [20, 3]. Im Standardmodell treten nur die ersten beiden Kopplungen, g_1^V und κ_V, auf. Die Kopplungskonstante g_{WWV} wählt man gewöhnlich als

$$g_{WW\gamma} := -e, \qquad g_{WWZ} := -e\cot\theta_W. \tag{2.15}$$

Für das Feynman-Diagramm des allgemeinen WWV-Vertex



$$= \quad -i\, g_{WWV}\, \Gamma_V^{\alpha\beta\mu}(q,q',p)$$

ergibt sich

$$\begin{aligned}\Gamma_V^{\alpha\beta\mu}(q,q',p) &= f_1^V(q-q')^\mu g^{\alpha\beta} - \frac{f_2^V}{m_W^2}(q-q')^\mu p^\alpha p^\beta + f_3^V(p^\alpha g^{\mu\beta} - p^\beta g^{\mu\alpha}) \\ &\quad + i f_4^V(p^\alpha g^{\mu\beta} - p^\beta g^{\mu\alpha}) + i f_5^V \epsilon^{\mu\alpha\beta\rho}(q-q')_\rho \\ &\quad - f_6^V \epsilon^{\mu\alpha\beta\rho} p_\rho - \frac{f_7^V}{m_W^2}(q-q')^\mu \epsilon^{\alpha\beta\rho\sigma} p_\rho (q-q')_\sigma, \end{aligned} \tag{2.16}$$

wobei folgende Beziehung zwischen den dimensionslosen Formfaktoren f_i^V und den Kopplungen in (2.14) besteht:

$$\begin{aligned} f_1^V &= g_1^V + \tfrac{s}{2m_W^2}\lambda_V, & f_2^V &= \lambda_V, \\ f_3^V &= g_1^V + \kappa_V + \lambda_V, & f_i^V &= g_i^V \quad \text{für } i = 4,5\,, \\ f_6^V &= \tilde{\kappa}_V - \tilde{\lambda}_V, & f_7^V &= -\tfrac{1}{2}\tilde{\lambda}_V. \end{aligned} \tag{2.17}$$

Betrachtet man nur Kopplungen an ein Photon ($V = \gamma$), so erhalten die ersten drei Kopplungen in (2.14), g_1^γ, κ_γ und λ_γ, einzeln die diskreten Symmetrien P, C und T[7]. Der erste Term in (2.14) wird dabei als 'minimaler' Kopplungsterm bezeichnet[8], während man bei κ_γ vom 'anomalen' magnetischen Moment des W-Bosons spricht, da κ_γ und λ_γ auf folgende Weise mit dem magnetischen Moment μ_W und dem elektrischen Quadrupolmoment Q_W verknüpft sind:

$$\mu_W = \frac{e}{2m_W}(1 + \kappa_\gamma + \lambda_\gamma), \tag{2.18}$$

$$Q_W = -\frac{e}{m_W^2}(\kappa_\gamma - \lambda_\gamma). \tag{2.19}$$

Die beiden paritätsverletzenden Kopplungen $\tilde{\kappa}_\gamma$ und $\tilde{\lambda}_\gamma$ erhalten C, welche von g_4^γ und g_5^γ verletzt wird. Die Parität wird dabei von g_4^γ erhalten, während g_5^γ invariant unter CP-Transformationen ist.

Im Falle des Photons ist die effektive Lagrangedichte (2.14) nur dann eichinvariant, wenn g_4^γ und g_5^γ verschwinden. Mit Hilfe von Messungen des elektrischen Dipolmoments des Neutrons [21, 22] konnten bereits enge Grenzen auf die beiden CP-verletzenden Kopplungen $\tilde{\kappa}_\gamma$ und $\tilde{\lambda}_\gamma$ gesetzt werden: $|\tilde{\kappa}_\gamma|, |\tilde{\lambda}_\gamma| < \mathcal{O}(10^{-4})$, so daß es bei LEP2 nicht möglich sein sollte, eventuelle Abweichungen dieser Kopplungen von Null zu beobachten. Daher beschränkt man sich bei der Kopplung an ein Photon im allgemeinen auf die Lorentz- und CP-invariante Lagrangedichte

$$\mathcal{L}_{WW\gamma}/g_{WW\gamma} = i g_1^\gamma(\mathrm{W}^\dagger_{\mu\nu}\mathrm{W}^\mu\gamma^\nu - \mathrm{W}^\dagger_\mu\gamma_\nu\mathrm{W}^{\mu\nu}) + i\kappa_\gamma \mathrm{W}^\dagger_\mu \mathrm{W}_\nu \gamma^{\mu\nu} + \frac{i\lambda_\gamma}{m_W^2}\mathrm{W}^\dagger_{\lambda\mu}\mathrm{W}^\mu{}_\nu\gamma^{\nu\lambda}. \tag{2.20}$$

Die im Standardmodell verankerte nicht-abelsche Eichsymmetrie schränkt nun κ_γ und λ_γ auf folgende Werte ein:

$$\kappa_\gamma = 1, \qquad \lambda_\gamma = 0. \tag{2.21}$$

Eine Abweichung von diesen Werten wäre daher ein Hinweis auf eine Physik jenseits des Standardmodells. Mit Hilfe der Analyse von We$\overline{\nu}_\mathrm{e}$–Ereignissen lassen sich Grenzen auf κ_γ und λ_γ angeben, d.h. der nicht-abelsche Charakter des Standardmodells kann direkt getestet werden.

[7] D.h. die Räumliche Spiegelung oder Parität (P), die Teilchen-Antiteilchen-Konjugation (C) und die zeitliche Spiegelung oder Bewegungsumkehr (T).

[8] $g_1^\gamma = 1$ gibt hierbei die Ladung des W-Bosons an.

3. Das OPAL-Experiment

Die Entdeckung der schweren Eichbosonen $W^{\pm}$ und Z^0 im Jahre 1983 am Proton-Antiproton-Ring Sp$\bar{p}$S (CERN) [23] rechtfertigte die Entwicklung und den Bau einer neuen Beschleunigeranlage, den e^+e^-–Speicherring LEP, der vier Großexperimenten, ALEPH [24], DELPHI [25], L3 [26] und OPAL [27], zum einen eine präzise Untersuchung des Z^0-Bosons bei Schwerpunktsenergien von $\sqrt{s} = m_Z c^2 \approx 91$ GeV (LEP1), zum anderen eine Vermessung des $W^{\pm}$-Bosons oberhalb der Schwelle der W-Paar-Produktion ($\sqrt{s} = 2\ m_W c^2 \approx 161$ GeV), verbunden mit der Suche nach dem Higgs-Boson und neuen physikalischen Phänomenen, (LEP2) ermöglichen sollte.

3.1 Der LEP-Ring

Im 27 km langen "**L**arge **E**lectron-**P**ositron storage ring" werden Elektronen und Positronen auf gegenläufigen Bahnen beschleunigt und an vier Wechselwirkungspunkten zur Kollision gebracht (siehe Abbildung 3.1). Der wesentliche Vorteil von e^+e^-–Experimenten ist das Fehlen einer inneren Struktur der wechselwirkenden Teilchen. Im Gegensatz zu Proton-(Anti)proton-Maschinen ist damit ein eindeutiger Anfangszustand vorgegeben, wodurch Präzisionmessungen erheblich erleichtert werden. Allerdings ergibt sich für e^+e^-–Beschleuniger aufgrund des hohen Energieverlusts durch Synchrotronstrahlung auch ein nicht zu übersehender Nachteil, der bei Protonbeschleunigern nahezu vernachlässigt werden kann. Dieser Energieverlust muß durch die Einspeisung geeigneter Hochfrequenzfelder ständig kompensiert werden, was die Kosten für die Erzeugung höchster Energien in die Höhe treibt. Bei einem e^+e^-–Ringbeschleuniger mit Radius R ergibt sich für den Strahlungsverlust ΔE pro Umlauf

$$\Delta E = \frac{4\pi}{3}\frac{e^2}{R}\beta^3\gamma^4 \,. \tag{3.1}$$

Für hochrelativistische Elektronen und Positronen ($\beta \approx 1$, $\gamma = E/m$) erhält man daher bei einer Strahlenergie von $E_{\mathrm{Strahl}} = 92$ GeV einen Strahlungsverlust pro Umlauf von

$$\Delta E\,(\mathrm{GeV}) \approx 0.0885\ \frac{[E_{\mathrm{Strahl}}(\mathrm{GeV})]^4}{R(\mathrm{m})} \approx 1.5\ \mathrm{GeV}\,. \tag{3.2}$$

Man beachte, daß die Strahlenergie mit der vierten Potenz eingeht!

3.2 Der OPAL-Detektor

Um bei den mit Hilfe des LEP-Beschleuniger erreichbaren neuen Energien eine große Bandbreite an Analysen zu ermöglichen, wurde der OPAL-Detektor (**O**mni **P**urpose **A**pparatus for **LEP**, siehe Abbildung 3.2) als eine Art 'Allround'-Detektor konstruiert. Um möglichst alle bei einer Reaktion entstandenen Teilchen nachweisen zu können, ist der Wechselwirkungspunkt von jedem der wichtigen Teildetektoren nahezu vollständig umschlossen.

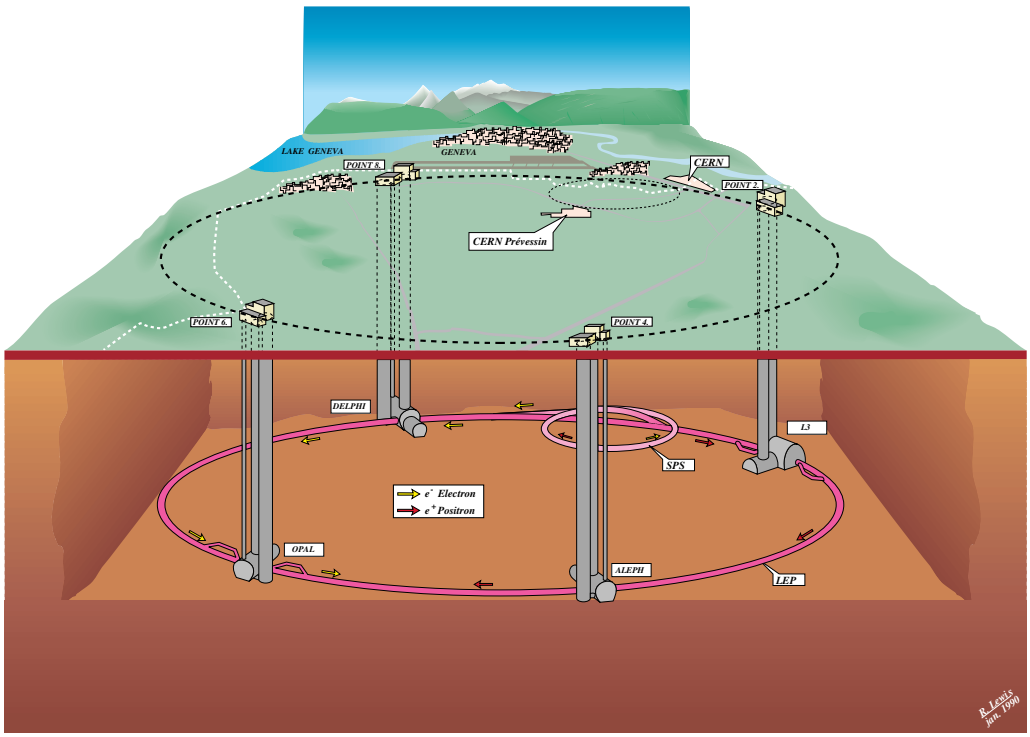


Abbildung 3.1: *Der* Lep*-Ring*

3.2.1 Aufbau der Teildetektoren

Beim Opal-Detektor sind die Teildetektoren zylindersymmetrisch um die Strahlröhre angeordnet. Von innen nach außen sind zuerst die Strahlröhre und dann die Teildetektoren konzentrisch um die z-Achse herum angebracht. Man unterscheidet dabei den zylindersymmetrischen Bereich, den sogenannten *Barrel* ($|\cos\theta| \leq 0.72$), von den Endkappen ($|\cos\theta| > 0.72$), die es erlauben, Teilchen mit kleinem Winkel zur Strahlachse nachzuweisen.

Den innersten Teil bildet der Zentraldetektor. Er setzt sich zusammen aus vier Komponenten, die allesamt der Spurrekonstruktion dienen. Er besteht von innen nach außen aus dem Silizium-Mikrovertex-Detektor (SI), der Vertexkammer (CV), der zentralen Jetkammer (CJ) und als äußerster Komponente den z-Kammern (CZ). Der gesamte Zentraldetektor ist von einem Drucktank umschlossen, der wiederum von einer Magnetspule umgeben ist, die im Zentraldetektor ein nahezu homogenes Magnetfeld von 0.435 T in Richtung der Strahlachse erzeugt. Eine zylindrische Anordnung von Szintillationszählern zur Flugzeitmessung (TB) umschließt das gesamte Spurkammersystem einschließlich der Magnetspule. Darauf folgt das elektromagnetische Kalorimeter (ECAL), das in Form eines Zylindermantels um die Magnetspule gelegt ist. Um den Wechselwirkungspunkt möglichst vollständig zu umschließen, ist auf jeder der beiden offenen Seiten des Zylinders eine Endkappe angebracht. Das hadronische Kalorimeter (HCAL) besteht wie das elektromagnetische aus einem Zylindermantelbereich und zwei Endkappen. Es dient gleichzeitig als Rückflußjoch für das Magnetfeld des Zentraldetektors. Die äußere Hülle des Detektors bilden die Myonkammern, die ebenfalls aus einem Zylindermantel (MB) und zwei Endkappen (ME) bestehen. Zur möglichst präzisen Messung der Luminosität verfügt der Opal-Detektor über drei Vorwärtsdetektoren: Den Silizium-Wolfram-Vorwärtsdetektor (SW), den ursprünglichen Vorwärtsdetektor (FD) und den sogenannten 'Photonen-Fänger' (*gamma catcher*, GC).

Der Zentraldetektor

Mit Hilfe des Zentraldetektors werden die Flugbahnen geladener Teilchen rekonstruiert. Wie bereits erwähnt, besteht er aus vier konzentrisch um die Strahlachse angeordneten Komponenten, die von einem mit speziellem Zählgas gefüllten Drucktank umgeben sind. Die den Drucktank umgebende Magnetspule erzeugt das zur Impulsmessung notwendige Magnetfeld.

Der **Mikrovertex-Detektor** [28] wurde im Jahre 1991 mit dem Ziel eingebaut, die Rekonstruktion von Teilchenspuren zu optimieren, um so z.B. entscheiden zu können, ob eine Spur ihren Startpunkt direkt im Wechselwirkungspunkt hat (Primärvertex) oder ob es einen zweiten Punkt gibt, aus dem Spuren kommen, was auf den Zerfall eines primär entstandenen Teilchens hindeutet (Sekundärvertex). Dazu wurde in die bisherige 15.6 cm durchmessende Strahlröhre eine zweite Röhre mit einem Durchmesser von 10.7 cm eingefügt und der entstehende Platz mit dem Mikrovertex-Detektor ausgefüllt. Er besteht aus zwei zylindrischen Lagen von Silizium-Streifenzählern mit radialem Abstand vom Wechselwirkungspunkt von 6.1 cm und 7.5 cm. Die Winkelabdeckung bei LEP2 beträgt für die innere Lage $|\cos\theta| < 0.93$ und für die äußere $|\cos\theta| < 0.89$. Die durch den kombinierten Einsatz von Vertex- und Mikrovertexdetektor erreichte Ortsauflösung in der $r\varphi$–Ebene beträgt 5-6 μm, in z-Richtung etwa 12 μm.

Um den Mikrovertex-Detektor herum sind drei Driftkammern angebracht, deren innerste die **Vertexkammer** [29] mit einer Raumwinkelüberdeckung von $|\cos\theta| < 0.95$ ist. Sie besteht aus zwei zylindrischen Komponenten. Der innere Zylinder ist in 36 Zellen unterteilt, in denen die Drähte parallel zur Strahlachse gespannt sind, wodurch eine Auflösung in der $r\varphi$–Ebene von ca. 55 μm erreicht wird. Zur Messung der z-Komponente sind die Drähte im äußeren Zylinder, der ebenfalls in 36 Zellen unterteilt ist, um 4^o gegen die Strahlachse verdreht. Die hierbei erreichte Ortsauflösung in z-Richtung beträgt etwa 300 μm.

Je genauer man die Flugbahn eines geladenen Teilchens gemessen hat, desto exakter läßt sich daraus der Impuls des Teilchens bestimmen. Für diese Aufgabe wurde die **Jetkammer** entwickelt. Sie ist in der Lage, die Position einer Spur durchschnittlich auf 135 μm in der r-φ-Ebene und auf 6 cm genau in z-Richtung zu bestimmen. Die unter Einbeziehung von Vielfachstreuung erreichte Impulsauflösung beträgt [30] $\sigma_p/p = \sqrt{(0.02)^2 + (0.0015 \cdot p(\mathrm{GeV}))^2}$. Die Jetkammer ist um die Vertexkammer angeordnet und mit einem Innendurchmesser von 0.5 m und einem Außendurchmesser von 3.7 m die größte der drei Kammern zur Spurrekonstruktion. Sie ist in 24 identische Sektoren mit jeweils 159 Signaldrähten unterteilt, welche in einer Ebene angeordnet sind, die die Strahlachse enthält. Um entscheiden zu können, ob ein Teilchen rechts oder links von dieser Ebene durch den Detektor geflogen ist, liegen die Drähte nicht genau in dieser Ebene, sondern sind abwechselnd etwas rechts oder links davon positioniert (gestaggert). Insgesamt ermöglicht die zentrale Jetkammer Spurmessungen in einem Winkelbereich von $|\cos\theta| < 0.78$.

Die am schlechtesten bestimmte Komponente ist die z-Komponente, die mit Drähten parallel zur Strahlachse durch Ladungstrennung nicht genauer bestimmt werden kann. Aus diesem Grund ist die Jetkammer von den **z-Kammern** [31] umgeben. Ihre Aufgabe ist es, die z-Komponente der Spuren beim Austritt aus der Jetkammer zu bestimmen. Die z-Kammern sind wie die Jetkammer in 24 Teile eingeteilt. Jedes dieser 24 Teile besteht aus 8 Quadraten mit einer Seitenlänge von 50 cm und einer Dicke von 5.9 cm. In jedem dieser Quadrate sind 6 Drähte gespannt, die im Gegensatz zu den Drähten in der Vertexkammer und der Jetkammer hier senkrecht zur Strahlachse verlaufen, wodurch sich die z-Komponente der Spur mit einer Auflösung von 100-350 μm messen läßt. Die z-Kammern überdecken einen Polarwinkelbereich von $|\cos\theta| < 0.72$ und 94% des Azimutalwinkels φ.

Die Flugzeitzähler

Das Flugzeitsystem ist ein wichtiger Bestandteil des OPAL-Triggersystems (s.u.) und erlaubt u.a. durch die Messung von Flugzeitdifferenzen Untergrundereignisse, insbesondere kosmische Myonen, von den eigentlich interessierenden e^+e^-–Reaktionen zu trennen. Es besteht im Zylinderbereich (TB) aus 160 Szintillatoren, deren radialer Abstand von der Strahlachse im Mittel 236 cm beträgt und die einen Polarwinkel von $|\cos\theta| < 0.82$ abdecken. Im Jahre 1996 wurde ein zweiter Flugzeitzähler im Endkappenbereich installiert (TE), um die Triggerinformation durch zusätzliche Informationen aus dem Vorwärtsbereich zu verbessern.

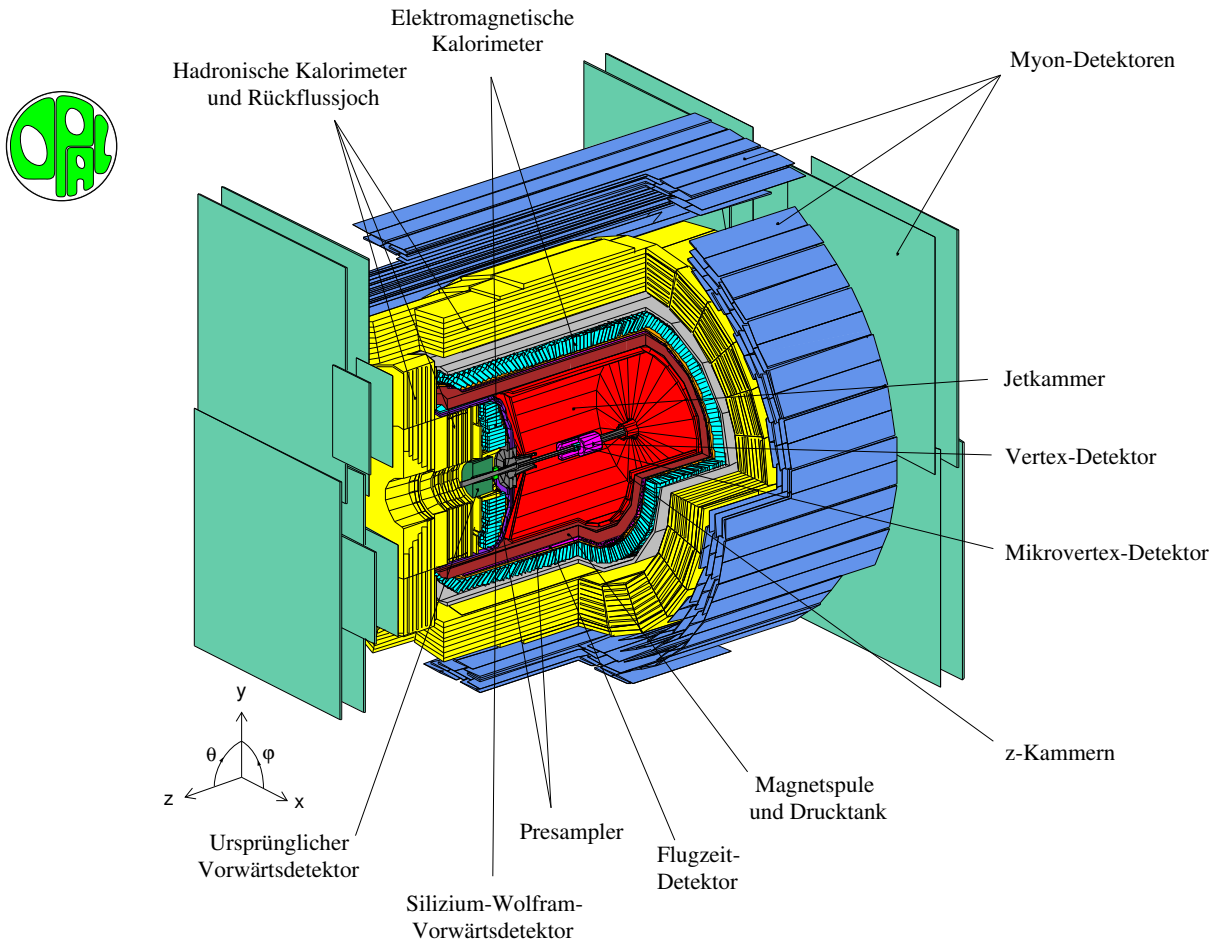


Abbildung 3.2: *Der* OPAL*-Detektor*

Das elektromagnetische Kalorimeter

Eine für die Identifizierung von Teilchen oder von gesamten Ereignissen wichtige Größe ist die im elektromagnetischen Kalorimeter gemessene Energie. So können zum Beispiel Photonen ausschließlich in diesem Detektorteil nachgewiesen werden. Allgemein deponieren Teilchen hier ihre Energie, indem sie in den Bleiglasblöcken durch sukzessive Bremsstrahlung und Paarbildung eine Kaskade von Sekundärteilchen erzeugen, die ein meßbares Ionisations- oder Lichtsignal bzw. Čerenkov-Strahlung liefern, welche in Photomultipliern nachgewiesen werden können. Energiedepositionen im selben Raumwinkelbereich werden zu sogenannten elektromagnetischen Clustern[1] zusammengefaßt. Das elektromagnetische Kalorimeter besteht aus drei Teilen, von denen der eine als Zylindermantel um die Magnetspule angebracht ist und die beiden anderen als Endkappen den Zylinder schließen. Somit ist der Wechselwirkungspunkt nahezu hermetisch umgeben. Akzeptanzverluste gibt es für den Bereich, in dem das elektromagnetische Kalorimeter zum Strahlrohr hin endet, sowie im Übergangsbereich zwischen dem Zylindermantel und den Endkappen. Im Übergangsbereich befinden sich die Kabel für die Spannungsversorgung der oben beschriebenen Teildetektoren, sowie die Leitungen für die Signalauslese der inneren Detektoren.

Das elektromagnetische Kalorimeter setzt sich zusammen aus 10572 Bleiglasblöcken, von denen 9440

[1] Ein Energieeintrag wird nur dann als Cluster gezählt, wenn er mindestens 0.1 GeV im Barrel-Bereich bzw. 0.2 GeV in den Endkappen beträgt.

im Zylindermantelbereich ($|\cos\theta| < 0.82$) und 1132 in den beiden Endkappen ($0.81 < |\cos\theta| < 0.98$) eingebaut sind. Um überall die gleiche Schauerform zu erhalten und die Möglichkeit zu minimieren, daß ein Teilchen mehr als einen Block durchquert, zeigen die Bleiglasblöcke im Zylindermantelbereich fast genau auf den Wechselwirkungspunkt. Damit aber keines der Teilchen durch eine Lücke zwischen zwei Bleiglasblöcken ungesehen den Detektor verläßt, sind sie um etwa 0.6° gedreht. In den Endkappen sind die Bleiglasblöcke in drei verschiedenen Längen parallel zur Strahlachse angeordnet [32].

Da ein Großteil der entstehenden Teilchen mit hoher Wahrscheinlichkeit schon vor dem Kalorimeter innerhalb des die Spurkammern umgebenden Drucktanks oder der Magnetspule aufschauern, ergibt sich ein Auflösungsverlust, der durch das vorangestellte Presampler-System [33] teilweise ausgeglichen wird. Es besteht aus einer Reihe von „Limited Streamer"-Kammern, mit deren Hilfe die Position bereits vor dem elektromagnetischen Kalorimeter entstandener Schauer bestimmt und ihre Energie abgeschätzt werden kann. Der abgedeckte Raumwinkelbereich des Presampler-Systems beträgt $|\cos\theta| < 0.72$ im Barrelbereich (PB) und $0.83 < |\cos\theta| < 0.95$ für die Endkappen (PE).

Das hadronische Kalorimeter und die Myonkammern

Hadronen und Myonen geben im elektromagnetischen Kalorimeter nur einen kleinen Teil ihrer Energie ab. Um Energie von Hadronen messen zu können, bedarf es daher eines speziellen Teildetektors, des hadronischen Kalorimeters. Myonen deponieren jedoch auch hier nur einen Teil ihrer Energie. Um deshalb

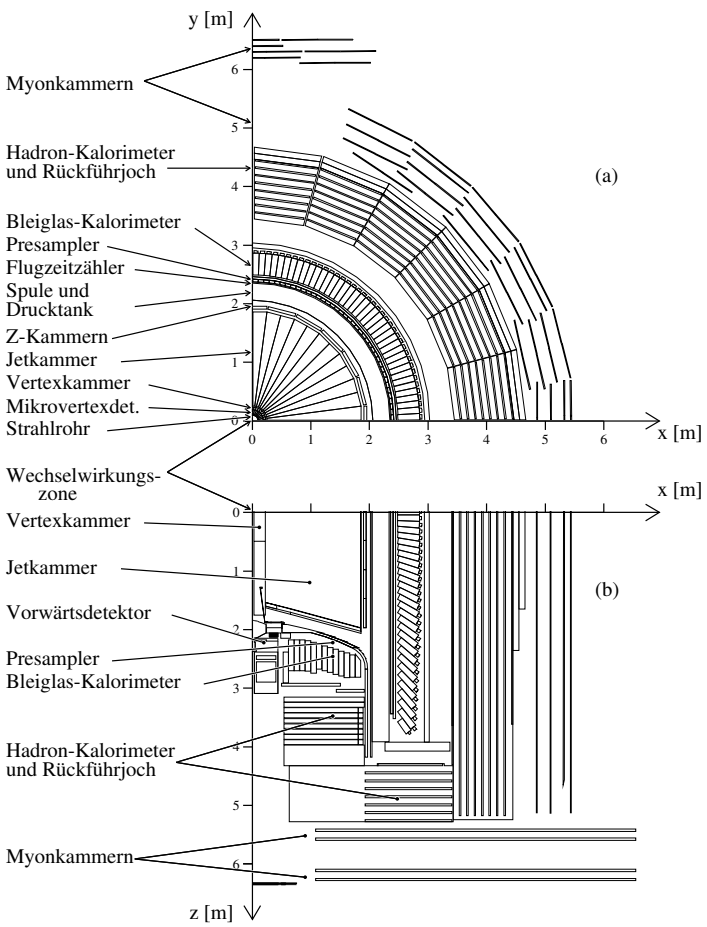


Abbildung 3.3: *Schnitt durch den* Opal*-Detektor (a) senkrecht und (b) parallel zur Strahlachse*

zumindest ihre Position bestimmen zu können, fügen sich außen an das hadronische Kalorimeter die Myonkammern an.

Das **hadronische Kalorimeter** [34] besteht aus Eisenplatten sowie dazwischenliegenden Driftröhren und Vieldrahtkammern (Sandwichbauweise), die wie das elektromagnetische Kalorimeter in einen Zylindermantelbereich und zwei Endkappen unterteilt sind. Hier wird im wesentlichen die Energiedeposition hadronischer Teilchen gemessen. Für eine möglichst vollständige Abdeckung des vorwärtigen Raumwinkelbereichs existiert zusätzlich noch ein sogenanntes Poletip-Kalorimeter (HP), bei dem die aktiven Detektorteile aus dünnen Vieldrahtproportionalkammern aufgebaut sind. Es erweitert den gesamten Akzeptanzbereich des hadronischen Kalorimeters von $|\cos\theta| < 0.91$ auf $|\cos\theta| < 0.99$.

Die **Myonenkammern** [35] umschließen das hadronische Kalorimeter im Zylinderbereich. Sie sind aus 110 Driftkammern aufgebaut, die an den beiden offenen Seiten von etwa 150 m^2 großen Flächen - bestehend aus vier Lagen Driftröhren - abgeschlossen werden. Dabei wird eine Ortsauflösung von 1.5 mm und eine Winkelauflösung von etwa 5 mrad erreicht. Der insgesamt abgedeckte Polarwinkelbereich liegt bei $|\cos\theta| < 0.985$.

Die Vorwärtsdetektoren

Die für Präzisionsmessungen wichtige genaue Bestimmung der aufgenommenen Luminosität wird in der Regel durch Messung der Ereignisrate eines theoretisch gut bekannten QED-Prozesses ermittelt, dessen Wirkungsquerschnitt mit der notwendigen Genauigkeit berechnet werden kann. Bei e^+e^--Experimenten geschieht dies durch den Nachweis von Kleinwinkel-Bhabha-Ereignissen im ursprünglichen Vorwärtsdetektor, der im wesentlichen aus einem Sandwich-Kalorimeter mit Blei als Absorbermaterial besteht [36] und einen Polarwinkelbereich von 47 bis 120 mrad abdeckt, und in dem seit 1993 betriebenen Silizium-Wolfram-Luminometer [37], welches in einem Winkelbereich von 33–59 mrad arbeitet. Vor 1993 wurde bei der Luminositätsmessung eine relative Genauigkeit von 0.8% erreicht. Durch den nachträglichen Einbau des Silizium-Wolfram-Detektors konnte dieser Fehler auf den durch die theoretische Vorhersage dominierten Wert von 0.1% bei Lep1 reduziert werden [38]. Bei Lep2 hingegen wird der Fehler durch die statistische Unsicherheit von etwa 0.5% (bei 10 pb^{-1}) dominiert, während der theoretische wie auch der experimentelle Fehler je 0.25% betragen. Somit ergibt sich ein Gesamtfehler von 0.6% [39]. In der Lücke zwischen elektromagnetischem Kalorimeter im Endkappenbereich und dem ursprünglichen Vorwärtsdetektor ist außerdem der *gamma catcher* [40] untergebracht, ein zusätzliches Blei-Kalorimeter in Sandwich-Bauweise. Er deckt einen Polarwinkelbereich von 143 bis 193 mrad ab.

3.2.2 Triggersystem und Rekonstruktion von Ereignissen

Im Lep-Ring treffen 4x4 Teilchenpakete mit einer Rate von ca. 45 kHz aufeinander. Der Detektor ist aber nur in der Lage, Ereignisinformationen mit etwa 5 Hz aufzuzeichnen. Es wurde daher ein flexibles Triggersystem [41] entwickelt, das die Ereignisrate durch schnelle Vorentscheidungen auf das notwendige Maß reduziert und physikalisch uninteressante Ereignisse verwirft.

Nach einer positiven Triggerentscheidung werden sämtliche Teildaten der verschiedenen Detektorkomponenten durch den 'Event Builder' zu einem Ereignis zusammengesetzt und auf Band geschrieben. Dabei sorgt ein sogenannter Filterprozeß durch eine Vorabrekonstruktion der Ereignisse für eine vorläufige Klassifizierung und verwirft ca. 30% der aufgenommenen Daten als offensichtlichen Untergrund. Die eigentliche Rekonstruktion der Ereignisse, bei der im wesentlichen Energien und Impulse der nachgewiesenen Teilchen bestimmt werden, wird von dem bei OPAL entwickelten ROPE-Programm (**R**econstruction of **OP**AL **E**vents) *online*, d.h. schon während der Datennahme, durchgeführt. Detektorgeometrie und Kalibrationsdaten werden berücksichtigt, um ein vollständiges Bild jedes aufgenommenen Ereignisses zu gewinnen. Die berechneten Größen stehen dann in Form von Datenbanken für die Analyse zur Verfügung.

3.3 Simulation von Ereignissen

Der Vergleich zwischen theoretischen Vorhersagen und experimentellen Ergebnissen erfordert die Simulation aller im Detektor ablaufenden physikalischen Prozesse. Dies gilt sowohl für die am Wechselwirkungspunkt stattfindenden e^+e^-–Reaktionen, als auch für den eigentlichen Nachweisprozeß. Eine vollständige Ereignissimulation muß daher in zwei Schritten ablaufen:

a) Simulation des reinen physikalischen Prozesses: Für jeden vorhergesagten Prozeß werden unter vorgegebenen kinematischen Bedingungen die Viererimpulse p_i der entstehenden Teilchen mit Hilfe von Monte-Carlo-Programmen[2] generiert. Die Modellierung hadronischer Ereignissen erfordert zusätzlich ein Programm zur Simulation von Partonschauer und Quarkfragmentation.

b) Simulation der Detektorantwort: Hierbei handelt es sich um einen sehr aufwendigen Prozeß. Es müssen die genaue Anordnung aller Komponenten des OPAL-Detektors und die Antwort der einzelnen Teildetektoren beim Durchgang der Teilchen durch die Materie bekannt sein. Trotz notwendiger Vereinfachungen läßt sich eine recht gute Übereinstimmung mit den Daten erzielen. Bei OPAL wurde hierzu auf der Basis des GEANT-Programmes [42] die GOPAL-Detektorsimulation [43] entwickelt. Die Ergebnisse dieses zweiten Schrittes, die sogenannten Monte-Carlo-Ereignisse, werden in der gleichen Form abgelegt, wie vom Detektor aufgezeichnete Ereignisse. Der große Vorteil ist hierbei, daß Daten und Monte-Carlo-Ereignisse direkt verglichen und mit den gleichen Analyseprogrammen verarbeitet werden können. Der wesentliche Unterschied ist, daß bei Monte-Carlo-Ereignissen bekannt ist, um welche Ereignisse und Teilchen es sich handelt.

Auf die große Zahl von Monte-Carlo-Generatoren soll hier nicht näher eingegangen werden. Lediglich der 4-Fermion-Generator `grc4f` [44], mit dem die Signal-Ereignisse erzeugt wurden, sowie die Generatoren EXCALIBUR [45] und ERATO [46, 47], mit deren Hilfe die `grc4f`-Simulation überprüft worden ist, werden kurz behandelt. Eine Übersicht der bei LEP2 verwendeten Monte-Carlo-Generatoren findet sich in [48]. `Grc4f` wurde speziell für die Untersuchung des W-Bosons und die Suche nach neuen Teilchen bei LEP2 entwickelt. Die in der vorliegenden Arbeit verwendete Version 2.1 von `grc4f` verfügt dabei über folgende Eigenschaften: Ereignisse mit vier Fermionen im Endzustand können erzeugt werden, wobei die Fermionmasse nicht vernachlässigt wird. Die Möglichkeit der Berücksichtigung der anomalen Kopplungen $\kappa_\gamma, \lambda_\gamma, g_Z^1, \kappa_z, \lambda_z$ ist gegeben und verschiedene Berechnungsmethoden für die Aussendung von Photonen im Anfangszustand (*initial state radiation*) können gewählt werden[3]. Die Matrixelemente werden auf der Basis der Helizitätsamplituden berechnet und auf die Eichbosonbreite, Strahlungskorrekturen, Farbzuordnung, Hadronisierung, den Coulomb-Korrekturterm und anomale Kopplungen korrigiert. Der große Vorteil von `grc4f` gegenüber anderen Programmen ist dabei die Anbindung an das GRACE-System [49], die die automatische Berechnung der Matrixelemente gestattet. Insgesamt können 76 Prozesse mit vier Fermionen im Endzustand generiert werden. Auch EXCALIBUR und ERATO wurden zum Studium von 4-Fermion-Prozessen bei LEP2 entwickelt. EXCALIBUR berechnet dabei die Matrixelemente unter der Annahme masseloser Fermionen, was die Rechenzeit zwar erheblich verkürzt, aber Phasenraumschnitte zur Vermeidung von Singularitäten nötig macht. So werden beispielsweise nur Diagramme berechnet, bei denen die Elektronen (Positronen) im Endzustand mindestens einen Polarwinkel von $\cos\theta_e < 0.9962$ zur Strahlachse besitzen. ERATO ist die Weiterentwicklung eines älteren Programms [46] zur Berechnung der W-Boson-Einzelproduktion $e^+e^- \to We\overline{\nu}_e$ unter Berücksichtigung anomaler Drei-Eichboson-Kopplungen. Es können alle bei LEP2 auftretenden 4-Fermion-Endzustände erzeugt werden. Fermionen werden zur Berechnung ihrer Vierervektoren als masselos angenommen. Anschließend werden die Dreierimpulse auf Fermionmassen korrigiert.

[2] Als *Monte-Carlo-Methode* wird das Nachbilden zufälliger Prozesse auf einem Computer bezeichnet.
[3] Die beiden in dieser Analyse verwendeten Methoden werden auf Seite 21 vorgestellt.

4. Ereignis-Selektion

4.1 Signal-Definition

Betrachten wir nun das Signal, den Prozeß $e^+e^- \to We\overline{\nu}_e$ mit hadronischem W-Zerfall, wie er in den ersten beiden Diagrammen in Abbildung 4.1 dargestellt ist. Diese beiden Diagramme stellen s- und t-Kanal desselben Endzustands dar und interferieren daher. Monte-Carlo-Studien mit `grc4f` zeigen, daß diese Interferenz destruktiv ist, d.h. der Gesamtwirkungsquerschnitt beider Graphen geringer ist als die Summe der einzelnen Wirkungsquerschnitte. Aufgrund dieser Interferenz lassen sich die Diagramme nicht isolieren, und man versucht bei der Definition des Signals, ihren Beitrag gegenüber den sogenannten nichtresonanten Diagrammen (Abb. 4.1c) sowie den Graphen der W-Paar-Produktion (siehe Abb. 2.4) zu erhöhen. Dazu verlangt man zunächst einen sehr kleinen Polarwinkel $\theta_e < 100$ mrad für das Elektron im Endzustand. Dies unterdrückt den Beitrag der paarweisen W-Produktion, da hier das Elektron nicht unbedingt in Richtung der Strahlröhre zu finden ist, wie die Vorhersage mit `grc4f` in Abbildung 4.2a,b zeigt. Um das Signal im Detektor richtig rekonstruieren zu können, fordert man für die Zerfallsprodukte des W-Bosons, daß ihre Impulse nicht in Richtung der Strahlachse zeigen, d.h. für den Polarwinkel der entstehenden Quarks gilt: $|\cos\theta_q|, |\cos\theta_{\overline{q}'}| < 0.98$. In Abbildung 4.2c ist die invariante Masse der beiden Quarks aufgetragen. Die nichtresonanten Diagramme führen zu einer eher flachen Verteilung,

$\theta_e < 100$ mrad
$\lvert\cos\theta_q\rvert, \lvert\cos\theta_{\overline{q}'}\rvert < 0.98$
$70 < M_{q\overline{q}'} < 90$ GeV/c^2

Tabelle 4.1: *Definition des Signalprozesses* $e^+e^- \to q\overline{q}'e\overline{\nu}_e$.

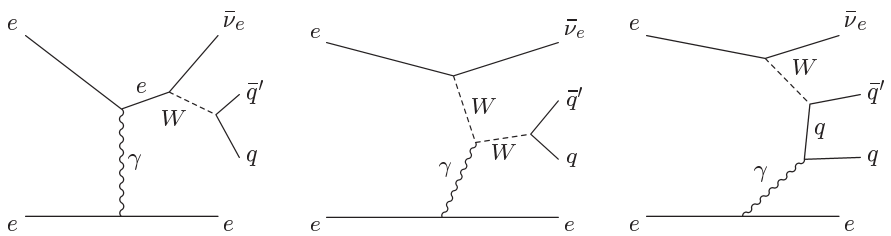


Abbildung 4.1: *Die drei im Bereich* $\theta_e < 100$ *mrad dominierenden Feynman-Diagramme des Prozesses* $e^+e^- \to We\overline{\nu}_e \to q\overline{q}'e\overline{\nu}_e$.

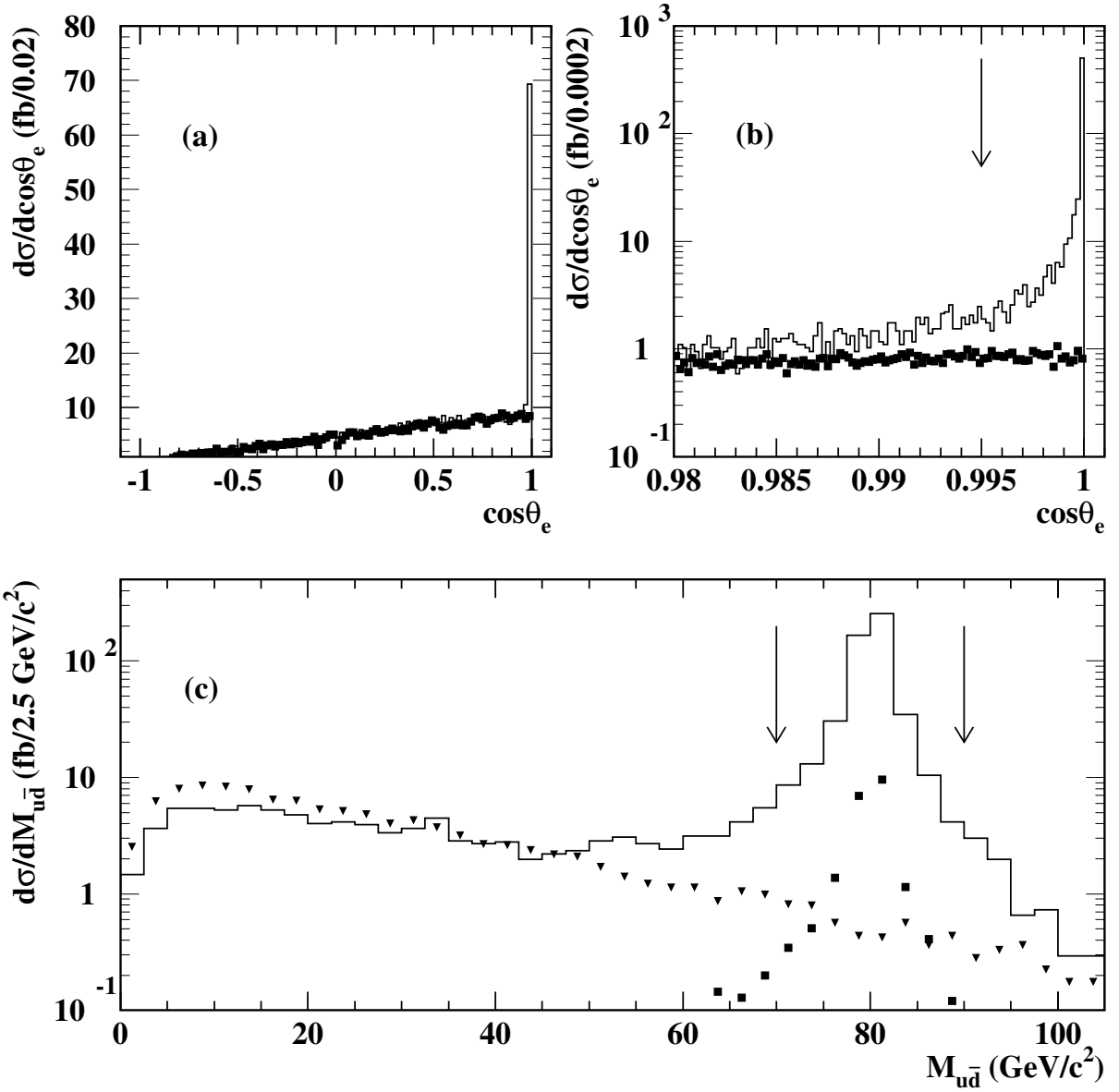


Abbildung 4.2: *Der für den Prozeß* $e^+e^- \to u\bar{d}e\overline{\nu}_e$ *bei einer Schwerpunktsenergie von 172 GeV von* `grc4f` *vorhergesagte differentielle Wirkungsquerschnitt. In den oberen beiden Verteilungen ist der Polarwinkel des Elektrons aufgetragen: Die Quadrate geben den Beitrag der W-Paar-Diagramme wieder, während die durchgezogene Linie den gesamten Wirkungsquerschnitt bezeichnet. Dabei wird ein starker Anstieg bei* $\cos\theta_e \approx 1$ *deutlich. Die untere Verteilung zeigt die invariante Masse der Quarks für* $\cos\theta_e > 0.995$*. Die Dreiecke geben den Beitrag der nichtresonanten Diagramme, die Quadrate den der W-Paar-Produktion an und die durchgezogene Linie die Verteilung, die man unter Berücksichtigung aller Diagramme erhält. Die eingetragenen Pfeile zeigen die Schnitte, die zur Signal-Definition führen.*

deren Beitrag vor allem außerhalb der Region um die W-Masse ($M_W \approx 80$ GeV/c^2) wesentlich ist. Die Forderung, daß die invariante Masse der Quarks ungefähr der Masse des W-Bosons entspricht ($70 < M_{q\overline{q}'} < 90$ GeV/c^2), unterdrückt daher hauptsächlich diese Prozesse. Die Schnitte, die zur Definition des Signals führen, sind in Tabelle 4.1 zusammengefaßt.

4.2 Simulation von Signal und Untergrund

Die Simulation der Signal-Verteilungen wurde mit dem auf S. 18 beschriebenen 4-Fermion-Generator `grc4f` durchgeführt. Dabei wurden jeweils 1000 Monte-Carlo-Ereignisse für jeden Zerfallskanal des W-Bosons erzeugt. Die Hadronisation erfolgte nach dem Jetset-Modell [50]. Als Wert für $\alpha_{em}(Q^2)$ wurde das gewichtete Mittel von $1/\alpha^2_{em}(Q^2)$ über die im Signal-Prozeß vom Photon-Austausch abgedeckte Spanne des Impulsübertrags genommen [51]. Es ergibt sich $\alpha_{em} = 1/135.8$, was nicht verwundert, da der Impulsübertrag des Photons normalerweise recht klein ist[1]. Eine Änderung der elektromagnetischen Kopplungskonstante verändert dabei lediglich den totalen Wirkungsquerschnitt, die kinematischen Verteilungen bleiben jedoch im großen und ganzen unverändert. Die Ausstrahlung von Photonen im Anfangszustand (*initial state radiadion*) wurde auf zwei unterschiedliche Arten berechnet: Mit Hilfe der Struktur-Funktions-Methode (SF) [52], bei der alle Photonen in Richtung der Strahlachse ausgesandt und daher nicht nachgewiesen werden können. Und mit der sogenannten Partonen-Schauer-Methode (PS) [53], die Photonen mit einem endlichen Transversalimpuls generiert. Letztere ist allerdings noch nicht für alle Prozesse ausreichend überprüft.

Untergrundprozesse mit vier Fermionen im Endzustand wurden mit `grc4f`, Excalibur und FermiSV [54] simuliert. Die Simulation von Untergründen aus 2-Photon-Prozessen[2] erfolgte mit Pythia [50], Herwig [55], Phojet [56], Twogen [57] und dem Vermaseren-Programm [58]. Eine zweimalige Berücksichtigung der $e^+e^-f\bar{f}$-Endzustände konnte durch kinematische Schnitte oder durch Trennen verschiedener Diagrammklassen vermieden werden.

Zur Erzeugung von multihadronischen $e^+e^- \to q\bar{q}(\gamma)$ Ereignissen wurden Pythia und Herwig verwendet. Weitere Untergründe mit zwei Fermionen im Endzustand erwiesen sich als vernachlässigbar.

4.3 Selektion

In einer ersten *Vorselektion* tragen wir der Tatsache Rechnung, daß die Signalereignisse im wesentlichen aus zwei hadronischen Jets bestehen. Wir fordern daher ein Minimum von 6 Spuren und 8 Clustern im elektromagnetischen Kalorimeter. Dieser Schnitt entfernt praktisch alle Ereignisse mit zwei oder vier Leptonen im Endzustand. Unter Benutzung der Spuren und Cluster im elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter werden mit Hilfe des Durham-Rekombinationsschemas [59] in jedem Ereignis zwei Jets rekonstruiert. Die Variable y_{23} gibt dabei an, wann die Klassifikation des Ereignisses von einem Zwei- in ein Drei-Jet-Ereignis übergeht. Man erhält sie auf folgende Weise. Für jedes Teilchenpaar (k,l) im Endzustand wird

$$y_{kl} := 2\,(1-\cos\theta_{kl})\,\min\left(E_k^2, E_l^2\right)/s \tag{4.1}$$

berechnet. Anschaulich gesprochen gibt die Variable y_{kl} so etwas wie das Quadrat des Verhältnisses der Masse beider Teilchen zur Schwerpunktsenergie an ($y_{kl} \approx \frac{M_{kl}^2}{s}$). Die beiden Teilchen mit mit dem kleinsten y_{kl} werden zu einem 'Pseudoteilchen' mit einem Vierimpuls von

$$p_{(ij)} := p_i + p_j \tag{4.2}$$

zusammengefaßt, wenn ihr y_{kl} kleiner ist als ein gegebener Jetauflösungsparameter $y_{Schnitt}$. Diese Prozedur wird nun solange wiederholt, bis alle Paare von Objekten[3] ein y_{kl} besitzen, das größer ist als $y_{Schnitt}$. Jedes dieser Objekte wird dann als Jet bezeichnet. Zur Bestimmung der in dieser Analyse verwendeten Variable y_{23} durchläuft nun der Jetauflösungsparameter alle Werte von 0 bis 1. Als y_{23} wird derjenige Wert von $y_{Schnitt}$ genommen, bei dem die Anzahl der aufgelösten Jets von 3 auf 2 umspringt. Ein Jet besitzt typischerweise eine Masse von etwa 5-15 GeV/c^2. Um ihn noch als einen Jet aufzulösen, sollte

[1] Vgl. S. 9.

[2] Reaktionen mit einem Feynman-Diagramm wie in Abbildung 2.2 (I), wobei beide Elektronen im Anfangszustand ein Photon aussenden.

[3] Gemeint sind Teilchen oder Pseudoteilchen.

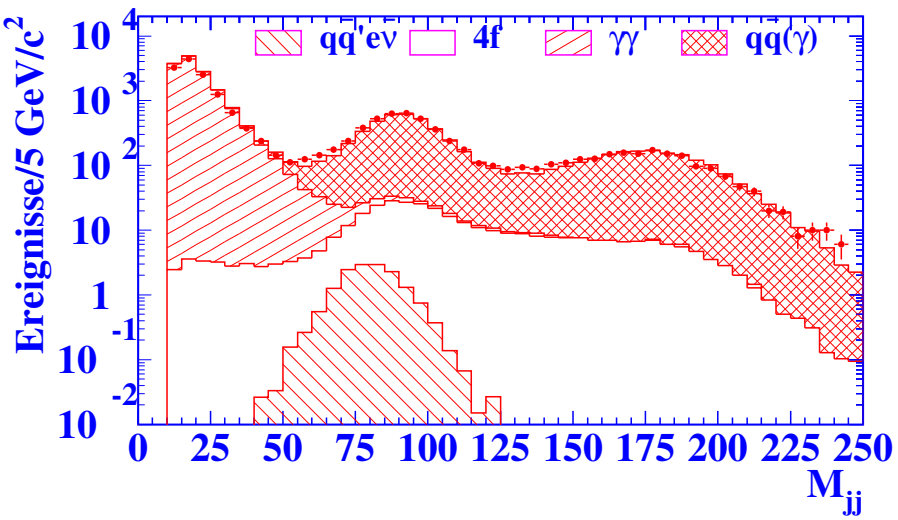


Abbildung 4.3: *Invariante Masse des Jetsystems nach der Vorselektion bei $\sqrt{s}$ = 161-183 GeV. Die Signalereignisse finden sich im Bereich von etwa 50 bis 110 GeV/c^2. Darüber sind die Ereignisse mit 4 Fermionen im Endzustand aufgetragen. Der schraffierte Bereich unterhalb von etwa 80 GeV/c^2 zeigt die Vorhersage für 2-Photon-Prozesse, während die multihadronischen Ereignisse vor allem oberhalb von 50 GeV/c^2 zu finden sind. Die aufgenommenen Daten wurden zusammen mit ihren statistischen Fehlern eingezeichnet.*

man daher ein $y_{Schnitt}$ oberhalb von $\frac{M^2_{jet}}{s} \approx \frac{15^2}{180^2} \approx 0.007$ wählen. Wir verwenden zur Auflösung der beiden Jets im Signal einen lockeren Vorselektionsschnitt von $y_{23} < 0.03$. Durch diesen Schnitt werden fast alle $W^+W^- \to q\overline{q}'q\overline{q}'$-Ereignisse verworfen, da sich hier vier Jets ergeben, sowie ein großer Teil der $W^+W^- \to q\overline{q}'\ell\overline{\nu}_\ell$-Zerfälle, und zwar diejenigen Ereignisse, bei denen das Lepton als gut isolierter dritter Jet rekonstruiert wird. Die gemessenen Jetenergien werden mit Hilfe des GCE-Algorithmus ('*Global Corrected Energie*') [60] auf Doppelzählung korrigiert. Die auf diese Weise berichtigten Energien der Jets werden dazu verwendet, den Betrag und die Richtung des fehlenden Impulsvektors zu berechnen. In einem letzten Vorselektionsschnitt verlangen wir eine invariante Masse des Jetsystems von mindestens 12 GeV/c^2, um die große Anzahl an hadronischen Ereignissen aus $\gamma\gamma$-Kollisionen zu unterdrücken.

Diese Vorselektion passieren ungefähr 80% der wie in 4.1 definierten Signalereignisse. Der größte Teil der Ineffizienz wird dabei durch den Schnitt auf die Anzahl an Spuren und Clustern im elektromagnetischen Kalorimeter eingeführt. Das Signal-Untergrund-Verhältnis beträgt zu diesem Zeitpunkt etwa 2000 : 1 bei $\sqrt{s}$ = 161 GeV, ca. 1500 : 1 bei $\sqrt{s}$ = 172 GeV und ungefähr 1200 : 1 bei $\sqrt{s}$ = 183 GeV. Innerhalb eines Signalfensters von M_{jj} = 60-100 GeV/c^2 kommen auf 1 Signalereignis etwa 200 Untergrundereignisse (bei $\sqrt{s}$ = 161-183 GeV). Die Verteilung der invarianten Masse des Jetsystems nach der Vorselektion ist in Abbildung 4.3 aufgetragen. Die verschiedenen Monte Carlos wurden dazu auf die bei der jeweiligen Schwerpunktsenergie aufgenommene Luminosität normiert. Zunächst fällt auf, daß sich die Signalereignisse auf einen Bereich zwischen etwa 50 und 110 GeV/c^2 konzentrieren, wie man es aufgrund der Signaldefinition ($70 < M_{q\overline{q}'} < 90$ GeV/c^2) unter Berücksichtigung der Detektorauflösung erwartet. Den Bereich niedriger Jetmassen dominieren 2-Photon-Prozesse (siehe Abbildung 4.4a), deren Wirkungsquerschnitt zu niedrigeren invarianten Massen hin stark ansteigt. Die Reaktion $e^+e^- \to q\overline{q}(\gamma)$ verläuft im wesentlichen über die in Abbildung 4.4b-c gezeigten Feynman-Diagramme (Produktion über ein Z^0 bzw. Photon im s-Kanal[4]). Die Massenverteilung zeigt dabei zwei Maxima: Eine in der Nähe der Schwerpunktsenergie und eine weitere im Bereich der Z^0-Masse. Ereignisse des zweiten Typs werden als sogenannte *radiative returns* bezeichnet. Hier wird ein Photon (bzw. mehrere Photonen) im Anfangszustand ausgesandt (Diagramm (c) in Abb. 4.4), so daß das Z-Boson nicht allzuweit von seiner Massenschale entfernt

[4] Siehe Abschnitt 2.5, S. 7.

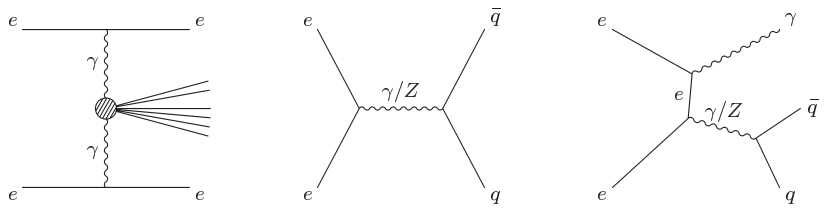


Abbildung 4.4: *Die Feynman-Graphen für (a) 2-Photon-Prozesse und (b)-(c) multihadronische Ereignisse* ($e^+e^- \to q\bar{q}(\gamma)$).

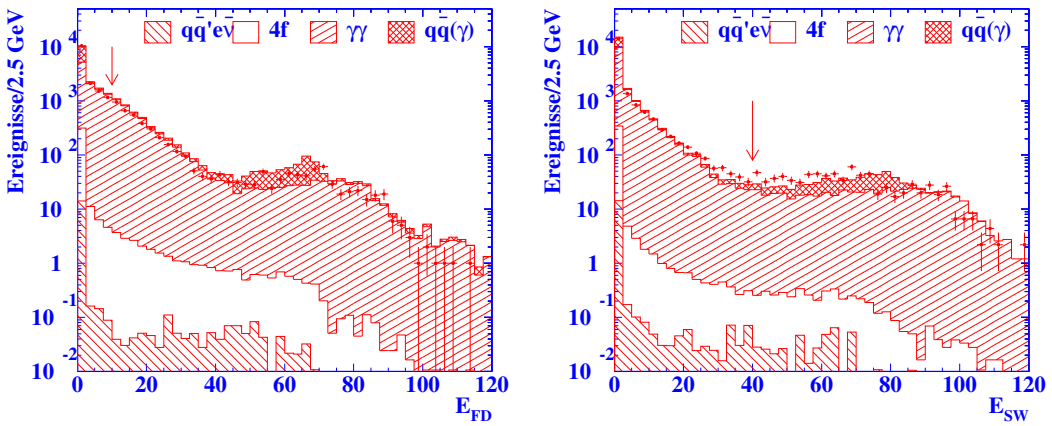


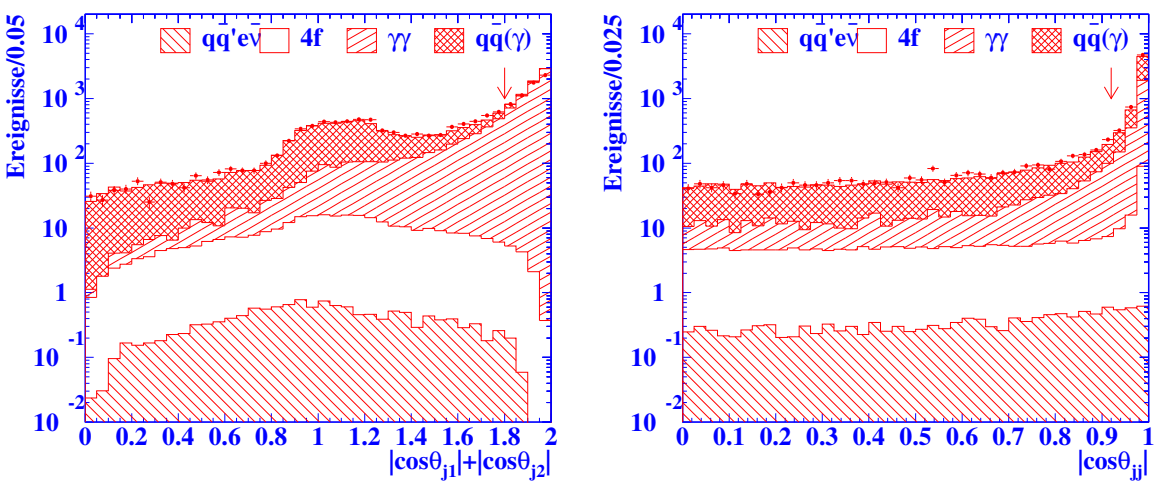
Abbildung 4.5: *Energieeinträge in den Vorwärtsdetektoren nach der Vorselektion bei $\sqrt{s}$ = 161-183 GeV: (a) Energie im ursprünglichen Vorwärtsdetektor (FD) und (b) Energie im Silizium-Wolfram-Vorwärtsdetektor (SW). Die eingezeichneten Pfeile markieren die Position von Schnitt A.*

liegt, d.h. seine Masse ungefähr $m_Z \approx 91$ GeV/c^2 beträgt. Das gezeigte Maximum bei der Strahlenergie ist recht breit, da in der Abbildung die Einträge bei allen drei Schwerpunktsenergien ($\sqrt{s} = 161$, 172 und 183 GeV) aufsummiert wurden. Zu erwähnen ist noch, daß die eingezeichneten Datenpunkte eine recht gute Übereinstimmung mit der Monte-Carlo-Vorhersage zeigen.

Um den Anteil an Ereignissen aus $\gamma\gamma$-Kollisionen weiter zu verringern und sicherzustellen, daß die Jets möglichst vollständig detektiert und dadurch ihre Energie und der fehlende Impuls richtig gemessen werden können, verbieten wir allzu große Energieeinträge in den Vorwärtsdetektoren FD, GC und SW (Schnitt A):

- $E_{FD} \leq 10$ GeV
- $E_{GC} \leq 10$ GeV
- $E_{SW} \leq 40$ GeV

Die im ursprünglichen Vorwärtsdetektor und im Silizium-Wolframdetektor deponierte Energie wird in Abbildung 4.5 gezeigt. Sowohl die Untergrundprozesse wie auch das Signal sind v.a. bei sehr niedrigen



(a) (b)

Abbildung 4.6: *Winkelverteilungen der Jets nach Schnitt A bei $\sqrt{s}$ = 161-183 GeV: (a) Summe der Polarwinkel der beiden Jets. (b) Polarwinkel des rekonstruierten 2-Jet-Systems.*

Energien (bzw. fehlendem Energieeintrag) zu finden. Die multihadronischen $e^+e^- \to q\overline{q}(\gamma)$-Ereignisse zeigen jedoch auch im Bereich von 40 bis 80 GeV eine Anhäufung. Dies sind *radiative return*-Ereignisse, bei denen ein im Anfangszustand abgestrahltes Photon in den Vorwärtsdetektoren nachgewiesen wird. Die vom Photon deponierte Energie sollte daher in einem Bereich um $E_{\text{Strahl}}\left(1 - \frac{M_Z^2}{s}\right) \approx 60$ GeV liegen. Von den 2-Photon-Ereignissen haben v.a. diejenigen einen höheren Energieeintrag in den Vorwärtsdetektoren, bei denen eines der beiden Elektronen einen genügend großen Winkel zur Strahlachse besitzt, so daß es im (Vorwärts-)Detektor nachgewiesen werden kann.

Darüber hinaus fordern wir, daß mindestens einer der beiden Jets einen großen Polarwinkel zur Strahlachse besitzt und der Impuls des Jetsystems nicht in Richtung der Strahlröhre zeigt (Schnitt B):

- $|\cos\theta_{j_1}| + |\cos\theta_{j_2}| \leq 1.8$, wobei θ_{j_i} den Polarwinkel des i-ten Jets bezeichnet
- $|\cos\theta_{jj}| \leq 0.92$, wobei θ_{jj} den Polarwinkel des Jetsystems angibt.

Schnitt B ist in Abbildung 4.6 dargestellt. Die bei 2-Photon-Ereignissen entstehenden hadronischen Jets zeigen fast immer in Richtung der Strahlröhre, weshalb ein Großteil dieser Ereignisse bei $|\cos\theta_{j_1}| + |\cos\theta_{j_2}| \approx 2$ und $|\cos\theta_{jj}| \approx 1$ zu finden ist. Für das Signal ergibt sich sowohl in der Winkelsumme der Jets wie bei der Richtung des Jetsystems eine nahezu flache Verteilung. In der Winkelsumme erwartet man aufgrund der Summation einen Abfall bei $|\cos\theta_{j_1}| + |\cos\theta_{j_2}| \approx 0$ bzw. 2. Dieser wird bei großen Winkelsummen noch durch zwei Effekte verstärkt: Zum einen wurde bei der Definition des Signals gefordert, daß die beiden Quarks nicht in Richtung der Strahlachse zu finden seien ($|\cos\theta_q|, |\cos\theta_{\overline{q}}| < 0.98$), und zum anderen wurden in Schnitt A größere Energieeinträge in den Vorwärtsdetektoren verboten. Der gesamte Untergrund zeigt einen deutlichen Anstieg bei $|\cos\theta_{jj}| \approx 1$. Im Falle der Multihadronen sind es Ereignisse, bei denen das Elektron (Positron) durch die Aussendung von Photonen im Anfangszustand einen geringeren Impuls als das Positron (Elektron) besitzt. Da das Photon praktisch immer entlang der Strahlachse abgestrahlt wird, zeigt auch der Impuls des in der Annihilation entstehenden Z^0/γ^* in diese Richtung. Bei den 4-Fermion-Prozessen sind es vor allem Ereignisse des Typs $e^+e^- \to Z^0/\gamma^* e^+e^-$, da das Z^0-Bosons bzw. das angeregte Photon fast ausschließlich entlang der Strahlachse ausgesandt werden, so daß auch das bei ihrem Zerfall entstehende Jetpaar-System in diese Richtung weist.

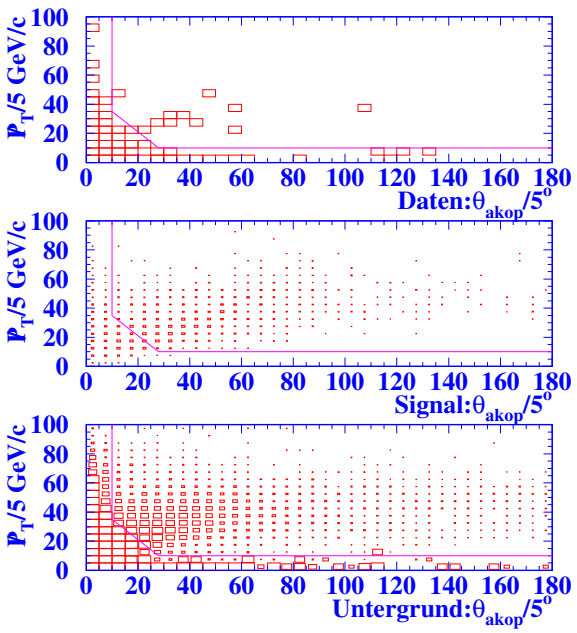
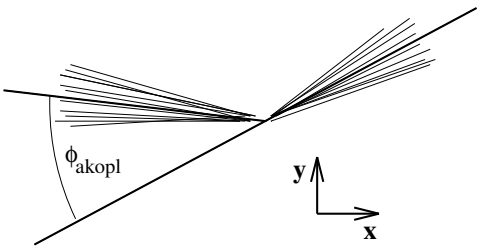


Abbildung 4.7: *Der fehlende Transversalimpuls aufgetragen über dem Akoplanaritätswinkel nach Schnitt B bei $\sqrt{s}$ = 161-172 GeV für die aufgenommenen Daten, das Signal und den verbleibenden Untergrund. Die Kantenlänge der Quadrate ist dabei proportional zur Anzahl der erwarteten Ereignisse. Die eingezeichnete Linie markiert Schnitt C.*

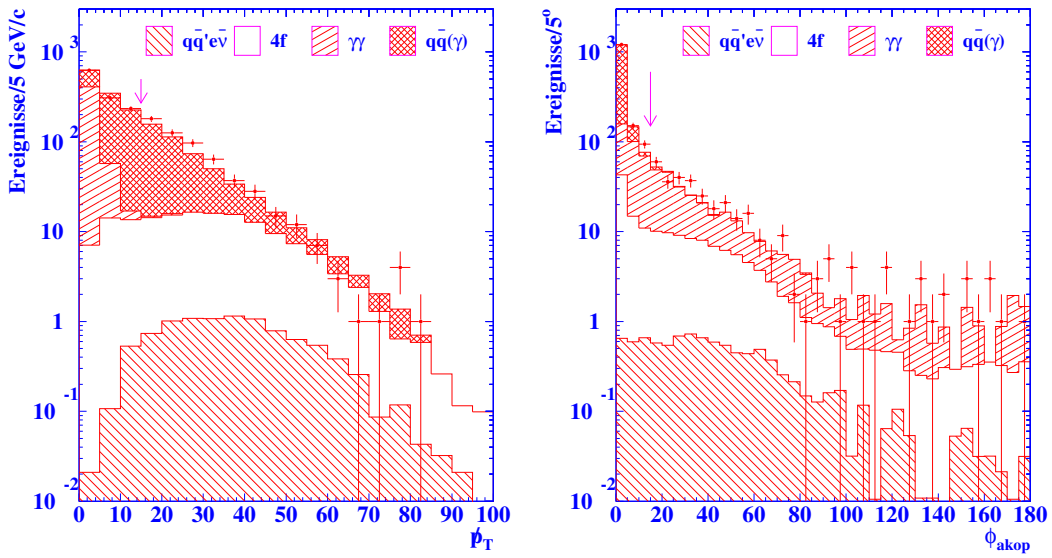
Eine weitere Reduzierung von 2-Photon-Ereignissen sowie Untergrundquellen aus der Reaktion $e^+e^- \to q\overline{q}(\gamma)$ erreicht man durch Schnitte auf den fehlenden Transversalimpuls $\not p_T$ und den Akoplanaritätswinkel ϕ_{akop}. Unter der Ako*linearität* zweier Jets versteht man denjenigen Winkel zwischen ihren Achsen, der zu 180° fehlt. Als Ako*planarität* bezeichnet man die Projektion des Akolinearitätswinkels in die transversale Ebene:



Einen signifikanten fehlenden Transversalimpuls erwartet man für das Signal aufgrund des in den Detektor gestreuten Neutrinos. Der dem W-Boson bei der Erzeugung des Neutrinos mitgegebene Impuls ist dafür verantwortlich, daß es im allgemeinen nicht in Ruhe zerfällt[5] und daher die beiden entstehenden Jets nicht in entgegengesetzte Richtungen (*back to back*) auseinanderfliegen. Konkret erweisen sich folgende Schnitte als geeignet (Schnitt C):

- $\sqrt{s}$ = 161-172 GeV: (vgl. Abbildung 4.7)
  - $\not p_T \geq 10$ GeV/c
  - $\phi_{\text{akop}} \geq 10°$
  - $(\not p_T / 1\ GeV/c) + 1.5\,(\phi_{\text{akop}}/1°) \geq 50$

[5]Wie das z.B. in der Regel für den Zerfall der W-Bosonen bei der paarweisen Erzeugung von W-Bosonen an der Produktionschwelle, bei $\sqrt{s}$ = 161 GeV, der Fall ist.



(a) (b)

Abbildung 4.8: *Verteilung (a) des fehlenden Transversalimpulses und (b) des Akoplanaritätwinkels nach Schnitt B bei einer Schwerpunktsenergie von 183 GeV.*

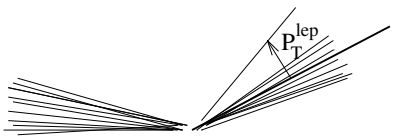
- $\sqrt{s} = 183$ GeV: (vgl. Abbildung 4.8)
  - $\not{p}_T \geq 15$ GeV/c
  - $\phi_{\text{akop}} \geq 15°$

Wie in Abbildung 4.8a deutlich zu sehen ist, besitzen 2-Photon-Ereignisse nur sehr geringen fehlenden Transversalimpuls. Dieser kann auf zwei Arten zustande kommen: Ereignisse, in denen ein Elektron bzw. beide Elektronen einen genügend großen Winkel zur Strahlachse haben, so daß sie in den Vorwärtsdetektoren nachgewiesen werden, wurden bereits mit Hilfe von Schnitt A verworfen. Ein Elektron, welches einen Winkel von weniger als 33 mrad zur Strahlachse besitzt und daher keinen Eintrag in den Vorwärtsdetektoren verursacht, kann deshalb einen maximalen fehlenden Transversalimpuls von lediglich $\not{p}_T{}^{\max} \approx 0.033 \cdot 90\text{GeV}/c \approx 3$ GeV/c erzeugen. Hauptursache für Ereignisse mit größerem $\not{p}_T$ ist die Impulsauflösung des Detektors, welche in der Größenordnung von etwa 3-4 GeV/c liegt. Fast alle 2-Photon-Ereignisse werden durch den Schnitt auf $\not{p}_T$ verworfen. Auch ein nicht geringer Anteil an multihadronischen Ereignissen passiert diesen Schnitt nicht, da beim Zerfall des Z^0 bzw. γ^* in Hadronen meist nur ein eher kleiner fehlender Transversalimpuls zustande kommt, der hauptsächlich durch den mangelnden Nachweis von Neutrinos aus Zerfällen schwerer Quarks und die Detektorauflösung verursacht wird. Die Verteilung der 4-Fermion-Endzustände und des Signals ist eher flach; für das Signal ergibt sich der schon angesprochene Abfall hin zu kleinem $\not{p}_T$. In Abbildung 4.8b ist der Akoplanaritätswinkel aufgetragen. Der gesamte Untergrund zeigt eine Anhäufung bei niedriger Akoplanarität. Dies sind Jets, die in der transversalen Ebene einen Winkel von etwa 180° einschließen. Fast alle $e^+e^- \to q\overline{q}(\gamma)$-Ereignisse sind hier zu finden, da im Anfangszustand abgestrahlte Photonen fast ausschließlich in Richtung der Strahlachse ausgesandt werden, so daß der Winkel zwischen beiden Jets in der transversalen Ebene praktisch immer 180° beträgt. In beiden Verteilungen stimmen die Datenpunkte sehr gut mit der Monte-Carlo-Vorhersage überein.

Der nach diesen Schnitten verbleibende Untergrund besteht hauptsächlich aus semileptonischen W-Paar-Zerfällen ($W^+W^- \to q\overline{q}'\ell\overline{\nu}_\ell$). Das bei diesem Prozeß entstehende Lepton versuchen wir auf mehrere

Arten zu identifizieren: Zuerst wenden wir auf jedes Ereignis eine Identifizierungsmethode an, die für isolierte Spuren und Ereignisse mit einer geringen Multiplizität entwickelt wurde [61]. Hier wird u.a. verlangt, daß der mögliche Lepton-Kandidat einen Mindestimpuls von 25 GeV/c (Elektronen) bzw. 20 GeV/c (Myonen) besitzt und genügend isoliert ist, d.h. für die Summe aller Spuren und Cluster innerhalb eines Radius von 200 mrad um die eventuelle Leptonspur gilt: $\Sigma E + \Sigma|p| < 2.5$ GeV. Für Elektronen wird zusätzlich eine Mindestenergie im elektromagnetischen Kalorimeter von 25 GeV gefordert. Wo diese Methode fehlschlägt, werden Kriterien für Leptonen in Jets mit hoher Multiplizität verwendet [62, 63]. Die Elektronidentifikation erfolgt hierbei mit Hilfe eines künstlichen neuronalen Netzes. Zur Identifizierung von Myonen wird eine Variable konstruiert, die die Kompatibilitiät der Spur in der zentralen Spurkammer mit einem Signal in den Myonkammern beschreibt. Spuren aus hadronischen τ-Zerfällen in $\mathrm{W^+W^-} \to \mathrm{q\overline{q}'}\tau\overline{\nu}_\tau$ werden schließlich mit Hilfe der in [65] beschriebenen Methode zu identifizieren versucht. Dabei wird diejenige Spur gewählt, die die größte Wahrscheinlichkeit besitzt, einem $\mathrm{W} \to \tau\overline{\nu}_\tau$-Zerfall zu entstammen[6]. Zur Berechnung dieser Wahrscheinlichkeit werden zwei Arten von Variablen verwandt: a) sogenannte τ-Lepton-Identifizierungsvariablen wie die Anzahl der Einträge im hadronischer Kalorimeter oder der spezifische Energieverlust in der zentralen Spurkammer und b) Variablen, die die Wahrscheinlichkeit der Herkunft aus einem W-Zerfall angeben, wie z.B. die Energie oder Isolation der Spur.

Für jedes auf diese Weise erkannte Lepton wird der Transversalimpuls p_T^{lep} der Leptonspur zur Achse des zugehörigen Jets ausgerechnet:



Hadronen, die fälschlicherweise als Leptonen identifiziert wurden, oder Leptonen aus dem Zerfall $\mathrm{W} \to \mathrm{c\overline{s}} \to (\mathrm{e}, \mu)$ haben im Gegensatz zu direkten semileptonischen W-Zerfällen ein kleines p_T^{lep}. Für jedes Ereignis wurde nun das maximale p_T^{lep} aller identifizierten Leptonen berechnet. Wo kein Lepton gefunden werden konnte, wurde $p_T^{lep} = 0$ gesetzt. Die Verteilungen, die man erhält, sind in Abbildung 4.9 aufgetragen. Folgender Schnitt auf den Transversalimpuls des Leptons wurde abhängig von der Schwerpunktsenergie gewählt (Schnitt D):

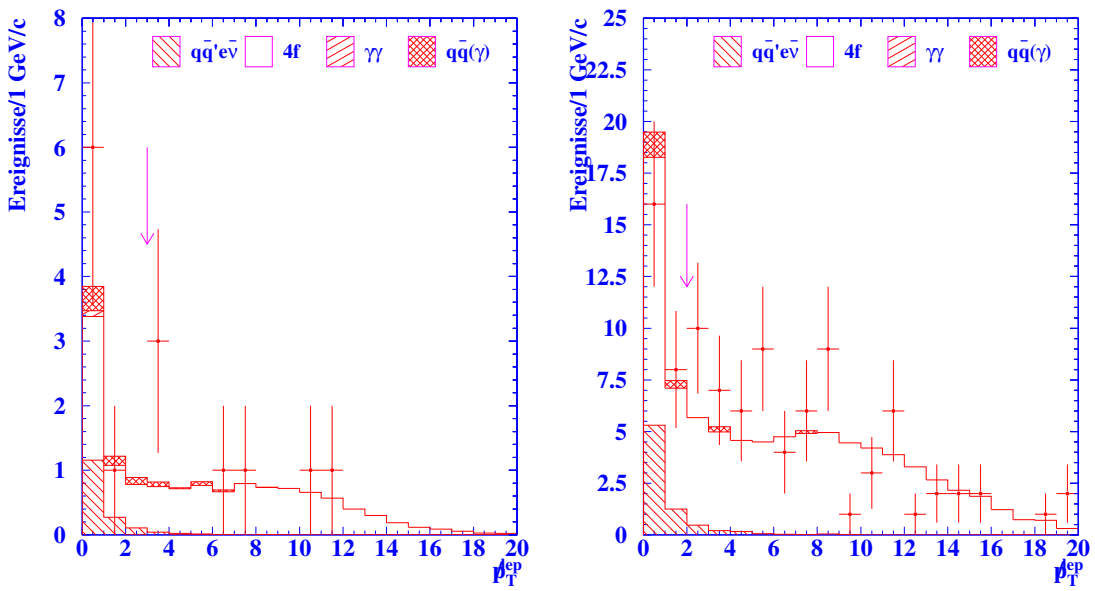
- $\sqrt{s}$ = 161-172 GeV: $p_T^{lep} \leq 3$ GeV/c
- $\sqrt{s}$ = 183 GeV: $p_T^{lep} \leq 2$ GeV/c

Es zeigt sich, daß man bei $\sqrt{s} = 183$ GeV aufgrund des höheren Untergrundes semileptonischen W-Paar-Zerfällen etwas härter schneiden muß.

Diejenigen $\mathrm{W^+W^-} \to \mathrm{q\overline{q}'}\ell\overline{\nu}_\ell$-Ereignisse, welche Schnitt D passieren, besitzen entweder ein niederenergetisches Lepton, welches innerhalb eines der beiden Jets liegt (bzw. im Falle eines τ-Leptons liegen die Zerfallsprodukte des τ am Rande oder innerhalb eines Jets) oder weisen eine Topologie auf, bei der das Lepton entlang der Strahlachse entweicht. Im Gegensatz zur W-Einzelproduktion, bei der das Elektron im Endzustand einen signifikanten Teil des Impuls in Richtung der Strahlachse 'davonträgt', haben die Ereignisse des ersten Typs zumeist einen geringeren fehlenden Impuls in Vorwärtsrichtung. Diejenigen Ereignisse des zweiten Typs, welche einen größeren fehlenden Longitudinalimpuls aufweisen, besitzen hingegen normalerweise keinen allzugroßen Transversalimpuls - vorausgesetzt der Zerfall des W-Bosons in Lepton und Neutrino erfolgte annähernd in Ruhe. Um dem Rechnung zu tragen wurde ein Schnitt auf die fehlende Energie gewählt (Schnitt E):

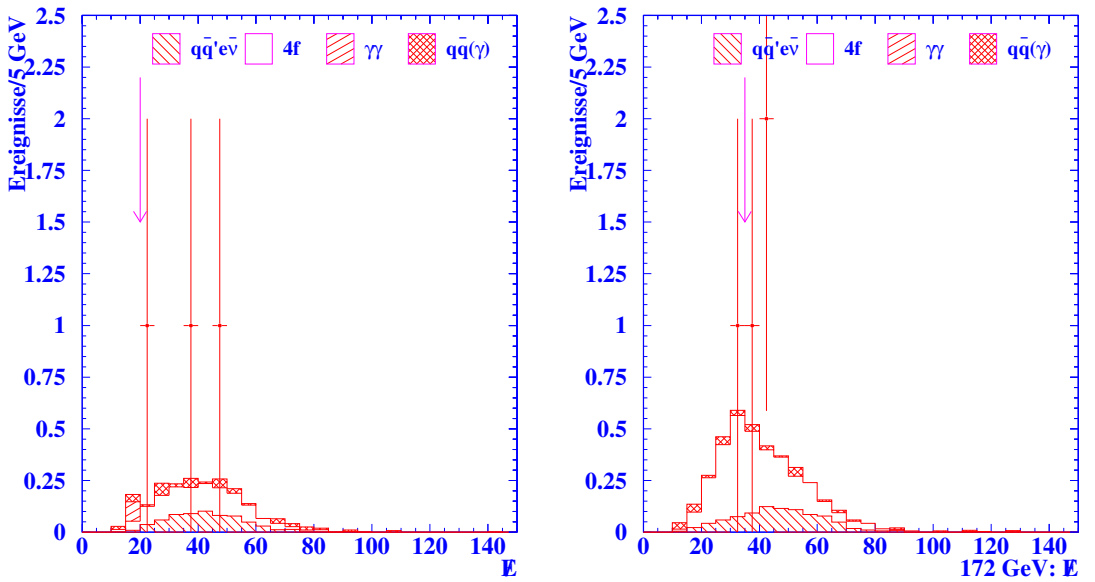
- $\sqrt{s}$ = 161 GeV: $\not{E} \geq 20$ GeV
- $\sqrt{s}$ = 172 GeV: $\not{E} \geq 35$ GeV

[6] Im Falle eines Taus mit 3-Prong-Zerfall wird eine Pseudospur aus der vektoriellen Summe der drei Spuren konstruiert.



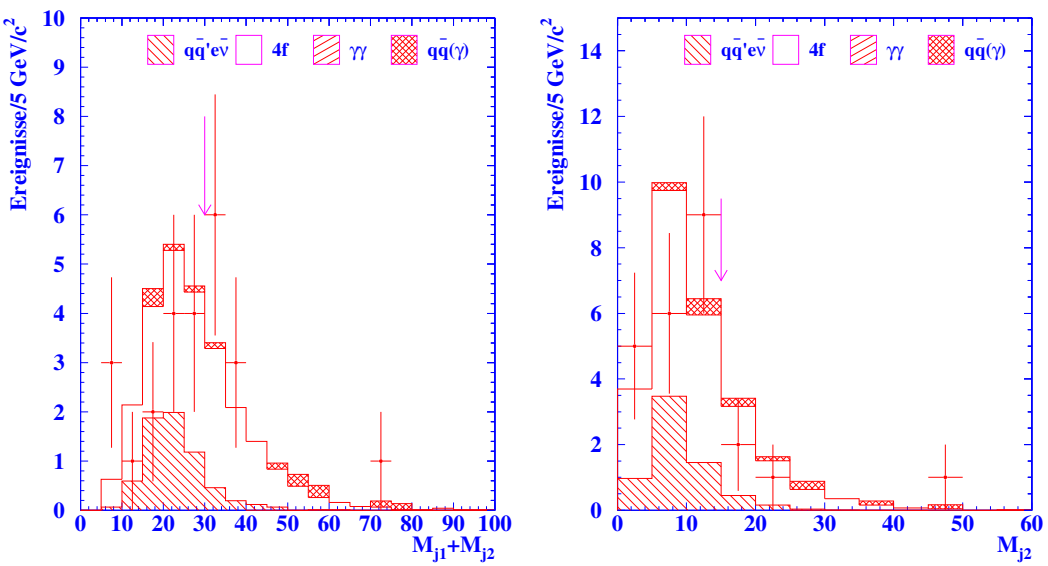
(a) (b)

Abbildung 4.9: *Das Maximum der Transversalimpulse aller identifizierten Leptonen relativ zum zugehörigen Jet nach Schnitt C (a) bei $\sqrt{s}$ = 161-172 GeV und (b) bei $\sqrt{s}$ = 183 GeV.*



(a) (b)

Abbildung 4.10: *Die Verteilung der fehlenden Energie nach Schnitt D (a) bei $\sqrt{s}$ = 161 GeV und (b) bei $\sqrt{s}$ = 172 GeV.*



(a) (b)

Abbildung 4.11: *Die invariante Masse der beiden Jets nach Schnitt D bei $\sqrt{s}$ = 183 GeV: (a) Die Summe der invarianten Massen beider Jets; (b) die invariante Masse des zweiten, energieärmeren Jets.*

Wie die in Abbildung 4.10 gezeigten Verteilungen erkennen lassen, erreicht man mit Hilfe dieses Schnittes nahezu eine Halbierung des Untergrunds bei $\sqrt{s}$ = 172 GeV. Bei $\sqrt{s}$ = 161 GeV ist der verbleibende Untergrund aus semileptonischen W-Paar-Zerfällen nicht so groß, weshalb der Schnitt hier etwas lockerer ausfallen kann.

Bei einer Schwerpunktsenergie von 183 GeV erweist sich der Schnitt auf die fehlende Energie als nicht mehr effektiv. Es stellt sich vielmehr heraus, daß es sinnvoller ist, auf die invarianten Massen der beiden Jets zu schneiden. Das im Jet 'versteckte' Lepton[7] vergrößert nämlich dessen invariante Masse ein wenig, so daß sich in der Massenverteilung ein Ausläufer zu höheren Massen hin ausbildet, wie man in Abbildung 4.11 sehen kann. Aufgetragen ist die Summe der invarianten Massen beider Jets sowie die invariante Masse des zweiten, energieärmeren Jets. Die Pfeile geben die Position der Schnitte an (Schnitt E):

- $\sqrt{s}$ = 183 GeV:
  - $M_{j1} + M_{j2} \leq 30$ GeV/c^2
  - $M_{j2} \leq 15$ GeV/c^2

Abbildung 4.12 zeigt das Spektrum der invarianten Masse nach allen Schnitten. Die Signal-Ereignisse konzentrieren sich um die W-Masse von $M_W \approx 80$ GeV/c^2 herum in einem Bereich von 60-100 GeV/c^2. Das Signal-Untergrund-Verhältnis beträgt ungefähr 1 : 1. Der verbleibende Untergrund setzt sich zu etwa 50% aus $W^+W^- \to q\overline{q}'\tau\overline{\nu}_\tau$- und zu etwa 30-40% aus $W^+W^- \to q\overline{q}'e\overline{\nu}_e$- bzw. $W^+W^- \to q\overline{q}'\mu\overline{\nu}_\mu$-Zerfällen zusammen (vgl. Tabelle 4.2). Die semileptonischen W-Paar-Zerfälle stellen daher mit 80-90% den Hauptuntergrund dar. Der übrige 4-Fermion-Untergrund besteht hauptsächlich $q\overline{q}\nu\overline{\nu}$-Ereignissen. Mit Überschreiten der Z-Paar-Produktionschwelle nimmt die Bedeutung dieses Endzustands zu (etwa 9% bei $\sqrt{s}$ = 183 GeV). Im Gegensatz dazu nimmt der Anteil der Multihadronen mit zunehmender Entfernung von der Z^0-Resonanz ab und beträgt bei $\sqrt{s}$ = 183 GeV nur noch 2% des gesamten Untergrundes.

[7] Bzw. im Falle des τ seine Zerfallsprodukte.

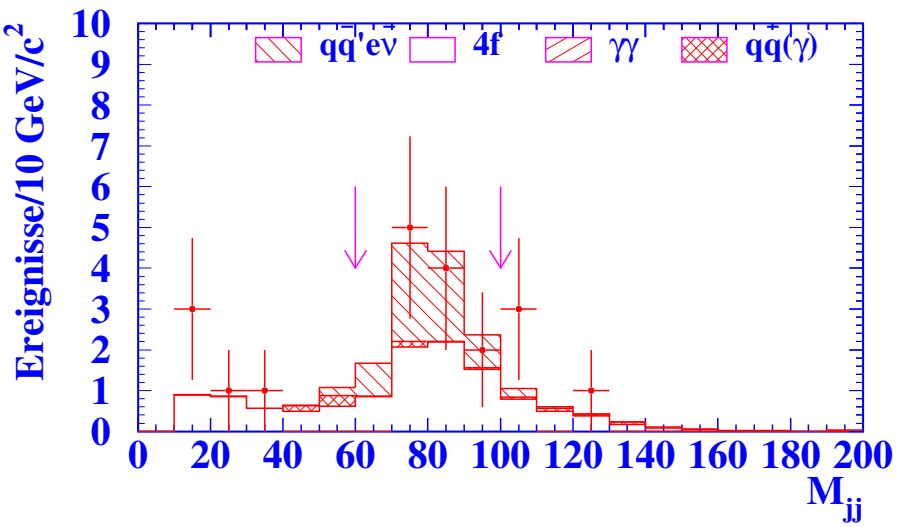


Abbildung 4.12: *Die invariante Masse des Jetsystems nach allen Schnitten bei $\sqrt{s}$ = 161-183 GeV.*

$\sqrt{s}$	161 GeV	172 GeV	183 GeV
$W^+W^- \to q\overline{q}'\tau\overline{\nu}_\tau$	50%	53%	50%
$W^+W^- \to q\overline{q}'\mu\overline{\nu}_\mu$	10%	19%	29%
$W^+W^- \to q\overline{q}'e\overline{\nu}_e$	22%	19%	10%
$W^+W^- \to q\overline{q}'\ell\overline{\nu}_\ell$	82%	91%	89%
$e^+e^- \to q\overline{q}\nu\overline{\nu}$	7%	6%	9%
$e^+e^- \to q\overline{q}(\gamma)$	12%	3%	2%

Tabelle 4.2: *Übersicht über die nach allen Schnitten verbleibenden Untergrundquellen.*

In Tabelle 4.3 sind noch einmal alle Schnitte zusammengefaßt.

	$\sqrt{s}$ = 161 GeV	$\sqrt{s}$ = 172 GeV	$\sqrt{s}$ = 183 GeV
Vorselektion	$N_{\text{gel.Spuren}} \geq 6$, $N_{\text{ECAL-Cluster}} \geq 8$ $y_{23} < 0.03$ $M_{jj} \geq 12$ GeV/c^2		
Schnitt A	$E_{FD} \leq 10$ GeV, $E_{GC} \leq 10$ GeV, $E_{SW} \leq 40$ GeV		
Schnitt B	$\lvert\cos\theta_{j_1}\rvert + \lvert\cos\theta_{j_2}\rvert \leq 1.8$, $\lvert\cos\theta_{jj}\rvert \leq 0.92$		
Schnitt C	$\not{p}_T \geq 10$ GeV/c, $\phi_{\text{akop}} \geq 10°$ $(\not{p}_T/1\ GeV/c) + 1.5\,(\phi_{\text{akop}}/1°) \geq 50$		$\not{p}_T \geq 15$ GeV/c, $\phi_{\text{akop}} \geq 15°$,
Schnitt D	$p_T^{lep} \leq 3$ GeV/c		$p_T^{lep} \leq 2$ GeV/c
Schnitt E	$\not{E} \geq 20$ GeV	$\not{E} \geq 35$ GeV	$M_{j1} + M_{j2} \leq 30$ GeV/c^2 $M_{j2} \leq 15$ GeV/c^2
Signalregion	$60 \leq M_{jj} \leq 100$ GeV/c^2		

Tabelle 4.3: *Überblick über die verwendeten Selektions-Schnitte.*

4.4 Ergebnisse bei $\sqrt{s}$ = 161, 172 und 183 GeV

Der in der vorliegenden Arbeit analysierte Datensatz umfaßt 9.89 ± 0.06 pb^{-1} integrierter Luminosität bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 161.30 \pm 0.06$ GeV, sowie 10.36 ± 0.06 pb^{-1} bei $\sqrt{s} = 172.12 \pm 0.06$ GeV [67] und 57.3 ± 0.2 pb^{-1} bei einer gemittelten Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 182.7 \pm 0.2$ GeV [68], die in den Jahren 1996-1997 mit dem OPAL-Detektor aufgenommen wurden. Die erwartete Anzahl von Signal- und Untergrundereignissen sowie die daraus bestimmten Signaleffizienzen nach den einzelnen Schnitten sind in den Tabellen 4.5 bis 4.7 aufgelistet. Jeweils in der letzten Spalte ist die Anzahl der selektierten Datenereignisse angegeben. Demnach wurden an der Schwelle der W-Paar-Produktion ($\sqrt{s} = 161$ GeV) bei einer Erwartung von 0.63 Signal- und 0.45 Untergrund-Ereignissen zwei Ereignisse in den Daten selektiert. Ebenfalls zwei Ereignisse passieren die Schnitte bei $\sqrt{s} = 172$ GeV, wobei die Vorhersage für Signal (0.71 Ereignisse) und Untergrund (0.68 Ereignisse) etwas höher liegt. Bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 183$ GeV mit deutlich höherer Luminosität stehen 5.0 erwarteten Signal- und 5.5 Untergrund-Ereignissen sieben selektierte Datenereignisse gegenüber. Insgesamt stimmt die gemessene Anzahl an Ereignissen gut mit der Standardmodellvorhersage überein.

Die Signaleffizienz beträgt knapp oberhalb der Schwelle für die paarweise Produktion von W-Bosonen ($\sqrt{s} = 161$ GeV) ungefähr 42%, während sie bei höheren Schwerpunktsenergien aufgrund des größeren Untergrunds an semileptonischen W-Zerfällen ($\mathrm{W^+W^-} \to \mathrm{q\overline{q}'}\ell\overline{\nu}_\ell$) und der damit verbundenen härteren Schnitte auf etwa 33% (bei 172 GeV) bzw. 32% (bei 183 GeV) absinkt.

Der für das Signal vorhergesagte Wirkungsquerschnitt (vgl. Tabelle 4.4) steigt mit Erhöhung der Schwerpunktsenergie an, weshalb die Anzahl der erwarteten Ereignisse trotz geringerer Effizienz bei $\sqrt{s} = 172$ GeV etwas größer ist als bei $\sqrt{s} = 161$ GeV. Das gleiche gilt für die Erwartung bei $\sqrt{s} = 183$ GeV. Hier muß man allerdings berücksichtigen, daß etwa sechsmal so viele Daten genommen wurden. Beides zusammen erklärt die 7-8 mal höhere Signalerwartung als bei $\sqrt{s} = 161$-172 GeV.

Der gemessene Wirkungsquerschnitt des Signals läßt sich nun mit Hilfe folgender Formel extrahieren:

$$\sigma_{\mathrm{Signal}} = \frac{N_{\mathrm{Daten}} - N_{\mathrm{Untergrund}}}{\epsilon_{\mathrm{Signal}}\,\mathcal{L}}, \tag{4.3}$$

wobei $\mathcal{L}$ die bei der jeweiligen Schwerpunktsenergie aufgenommene Luminosität in pb^{-1} bezeichne. Um den statistischen Fehler möglichst klein zu halten, wurde der $\mathrm{q\overline{q}'e\overline{\nu}_e}$-Wirkungsquerschnitt bei der mittleren Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 178.6 \pm 0.3$ GeV bestimmt. Der von `grc4f` vorhergesagte Wirkungsquerschnitt bei dieser Energie beträgt

$$\begin{aligned} \sigma_{\mathrm{q\overline{q}'e\overline{\nu}_e}}(178.6\ \mathrm{GeV}) &= 246.7 \pm 1.1\ \mathrm{fb} \qquad \text{(SF-Methode)} \\ \sigma_{\mathrm{q\overline{q}'e\overline{\nu}_e}}(178.6\ \mathrm{GeV}) &= 238.5 \pm 1.1\ \mathrm{fb} \qquad \text{(PS-Methode)}. \end{aligned}$$

Unter Benutzung von (4.3) erhält man einen Signal-Wirkungsquerschnitt von[8]:

$$\sigma_{\mathrm{q\overline{q}'e\overline{\nu}_e}}(178.6\ \mathrm{GeV}) = 163 \pm 128^{\mathrm{stat}} \pm 19^{\mathrm{sys}}\ \mathrm{fb}$$

Innerhalb des großen statistischen Fehlers stimmt die Messung gut mit der `grc4f`-Vorhersage überein.

Monte Carlo	Wirkungsquerschnitt bei 161 GeV (fb)	Wirkungsquerschnitt bei 172 GeV (fb)	Wirkungsquerschnitt bei 183 GeV (fb)
`grc4f` (SF)	152.2 ± 0.7	206.7 ± 0.9	270.3 ± 1.3
`grc4f` (PS)	147.2 ± 0.7	200.6 ± 0.9	261.1 ± 1.2

Tabelle 4.4: *Wirkungsquerschnittsvorhersagen für den Prozeß* $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{q\overline{q}'e\overline{\nu}_e}$ *nach den Signal-Definitionsschnitten* $\theta_{\mathrm{e}} < 100$ *mrad,* $|\cos\theta_q|, |\cos\theta_{\overline{q}'}| < 0.98$ *und* $70 < M_{\mathrm{q\overline{q}'}} < 90$ GeV/c^2*, die mit Hilfe der Struktur-Funktions- (SF) und Parton-Schauer-Methode (PS) berechnet wurden.*

[8] Angabe bei 95%iger Wahrscheinlichkeit.

161 GeV	$N_{\text{Untergrund}}$				$q\overline{q}'e\overline{\nu}_e$		N_{Daten}
	$q\bar{q}$	4f	$\gamma\gamma$	$\Sigma_{\text{Untergrund}}$	N	ϵ	
Vorselektion	991 ± 3	26.7 ± 0.5	1474 ± 14	2492 ± 15	1.21 ± 0.02	(80.3±1.0)%	2440
Schnitt A	823 ± 2	22.3 ± 0.5	1064 ± 12	1909 ± 12	1.13 ± 0.02	(74.8±1.1)%	1862
Schnitt B	270 ± 1	8.7 ± 0.2	61 ± 3	340 ± 3	0.94 ± 0.02	(62.4±1.3)%	379
Schnitt C	0.43 ± 0.06	2.4 ± 0.1	0.1 ± 0.1	2.9 ± 0.1	0.70 ± 0.02	(46.4±1.3)%	6
Schnitt D	0.33 ± 0.05	1.11 ± 0.05	0.1 ± 0.1	1.54 ± 0.12	0.68 ± 0.02	(44.9±1.3)%	3
Schnitt E	0.28 ± 0.04	0.99 ± 0.05	0	1.27 ± 0.06	0.66 ± 0.02	(44.1±1.3)%	3
$60 \leq M_{jj} \leq 100$ GeV/c^2	0.06 ± 0.02	0.39 ± 0.03	0	0.45 ± 0.04	0.63 ± 0.02	(42.1±1.3)%	2

Tabelle 4.5: *Anzahl der erwarteten Ereignisse und Selektionseffizienzen mit statistischen Fehlern bei* $\sqrt{s} = 161$ *GeV.*

172 GeV	$N_{\text{Untergrund}}$				$q\overline{q}'e\overline{\nu}_e$		N_{Daten}
	$q\bar{q}$	4f	$\gamma\gamma$	$\Sigma_{\text{Untergrund}}$	N	ϵ	
Vorselektion	854 ± 2	46.9 ± 0.6	1737 ± 18	2638 ± 19	1.74 ± 0.02	(81.1±1.0)%	2661
Schnitt A	703 ± 2	40.2 ± 0.5	1145 ± 15	1888 ± 15	1.59 ± 0.02	(74.4±1.1)%	1971
Schnitt B	226 ± 1	21.8 ± 0.2	59 ± 3	307 ± 3	1.36 ± 0.03	(63.7±1.3)%	329
Schnitt C	0.38 ± 0.05	9.2 ± 0.1	0	9.6 ± 0.1	1.03 ± 0.03	(48.2±1.3)%	8
Schnitt D	0.29 ± 0.05	2.68 ± 0.08	0	3.0 ± 0.1	0.96 ± 0.03	(45.0±1.3)%	4
Schnitt E	0.15 ± 0.03	1.49 ± 0.04	0	1.66 ± 0.06	0.75 ± 0.03	(34.8±1.3)%	3
$60 \leq M_{jj} \leq 100$ GeV/c^2	0.02 ± 0.01	0.66 ± 0.03	0	0.68 ± 0.04	0.71 ± 0.03	(32.9±1.2)%	2

Tabelle 4.6: *Anzahl der erwarteten Ereignisse und Selektionseffizienzen mit statistischen Fehlern bei* $\sqrt{s} = 172$ *GeV.*

183 GeV	$N_{\text{Untergrund}}$				$q\overline{q}'e\overline{\nu}_e$		N_{Daten}
	$q\bar{q}$	4f	$\gamma\gamma$	$\Sigma_{\text{Untergrund}}$	N	ϵ	
Vorselektion	4050 ± 22	270 ± 1	11487 ± 77	15727 ± 14	12.80 ± 0.37	(81.9±1.0)%	14305
Schnitt A	3316 ± 20	238 ± 1	7231 ± 63	10722 ± 12	11.48 ± 0.35	(73.5±1.2)%	10443
Schnitt B	1090 ± 12	146 ± 1	449 ± 16	1682 ± 4	9.71 ± 0.32	(62.2±1.3)%	1774
Schnitt C	2.0 ± 0.5	78.1 ± 0.5	0	80.0 ± 0.1	7.54 ± 0.28	(48.3±1.3)%	96
Schnitt D	1.6 ± 0.4	18.8 ± 0.3	0	20.4 ± 0.1	6.56 ± 0.27	(42.0±1.3)%	24
Schnitt E	0.49 ± 0.25	9.6 ± 0.2	0	10.1 ± 0.3	5.38 ± 0.24	(34.7±1.3)%	14
$60 \leq M_{jj} \leq 100$ GeV/c^2	0.12 ± 0.12	5.54 ± 0.14	0	5.66 ± 0.18	4.97 ± 0.23	(31.9±1.2)%	7

Tabelle 4.7: *Anzahl der erwarteten Ereignisse und Selektionseffizienzen mit statistischen Fehlern bei* $\sqrt{s} = 183$ *GeV.*

Die Eigenschaften der selektierten Datenereignisse sind in Tabelle 4.8 aufgeführt. Ebenfalls angegeben ist die Position der Schnitte bei den jeweiligen Schwerpunktsenergien. Es zeigt sich, daß die Werte der Selektionsvariablen genügend weit von den Schnitten entfernt liegen und sich über einen größeren Bereich verteilen. Die Ereignisse besitzen zumeist einen recht hohen fehlenden Transversalimpuls und einen großen Akoplanaritätswinkel. Die Richtung des Jetsystems, der Transversalimpuls des Leptons und die Masse des energieärmeren Jets zeigen, wie erwartet, eine recht breite Verteilung (vgl. z.B. Abbildung 4.6b). Auch die Massensumme beider Jets verteilt sich über einen Bereich von etwa 18 bis 28 GeV/c^2. Was die fehlende Energie anbelangt, so liegt ein Ereignis bei $\sqrt{s} = 172$ GeV nahe am Schnitt. Die invarianten Massen des Jetsystems hingegen befinden sich alle zwischen zwischen 70 und 95 GeV/c^2 und stimmen, wie in Abbildung 4.12 ersichtlich, recht gut mit dem vorhergesagten Maximum überein.

In Anhang A sind Bilder aller selektierten Datenereignisse zusammengestellt.

Ereignis	Run	$\sqrt{s}$ (GeV)	$\lvert\cos\theta_{jj}\rvert$	$\not{p}_T$ (GeV/c)	ϕ_{akop} (°)	p_T^{lep} (GeV/c)	$\not{E}$ (GeV)	$\mathrm{M}_{j1} + \mathrm{M}_{j2}$ (GeV/c^2)	M_{j2} (GeV/c^2)	M_{jj} (GeV/c^2)
67715	7245	161	0.43	32.2	42.8	0.3	36.5	33.3	11.8	83.3
30431	7257	161	0.29	47.3	48.9	0	49.5	11.7	7.4	79.8
12697	7648	172	0.72	32.2	33.4	0.3	35.6	20.7	5.1	82.2
60649	7648	172	0.57	35.4	59.0	0.7	43.2	27.1	12.0	84.7
150100	8149	183	0.26	22.2	34.4	0.8	23.0	21.4	13.4	71.2
80707	8223	183	0.52	29.7	38.2	1.7	34.7	20.2	14.2	77.1
43443	8290	183	0.48	47.7	60.9	0.7	54.4	17.9	9.9	70.4
49247	8457	183	0.71	16.1	19.5	0	22.9	21.2	9.0	78.7
8291	8559	183	0.57	41.1	51.0	1.3	50.0	27.4	8.4	94.7
35623	8752	183	0.40	52.6	72.1	0	57.4	27.7	10.3	84.8
12103	8765	183	0.57	68.0	46.3	1.1	82.6	26.8	2.6	93.6
Schnitt bei		161	0.92	10	10	3	20	-	-	60-100
		172	0.92	10	10	3	35	-	-	60-100
		183	0.92	15	15	2	-	30	15	60-100

Tabelle 4.8: *Übersicht über die wichtigsten Eigenschaften der selektierten Ereignisse.*

5. Systematik

Die Systematik läßt sich in drei Teile untergliedern: Die Unsicherheit, die bei der Bestimmung der Luminosität auftritt, geht sowohl in den systematischen Fehler des Signals wie auch des Untergrundes ein und wurde daher gesondert betrachtet. Die genaue Kenntnis der Selektionseffizienz des Signals ist wesentlich für die Bestimmung von Grenzen auf eventuelle anomale Kopplungen (siehe Kapitel 6). Daher konzentriert sich die Systematik im Falle des Signals auf die Untersuchung der Effizienz. Die systematischen Fehler auf die einzelnen Selektionsvariablen wurden dabei überwiegend mit Hilfe gemessener Daten bestimmt, so daß sie bei $\sqrt{s} = 183$ GeV wegen der höheren Luminosität im allgemeinen etwas kleiner sind. Bei den Untergrundquellen interessiert vor allem der Fehler auf die Anzahl der gemessenen Ereignisse, da diese zusammen mit der Selektionseffizienz des Signals in die Formel zur Bestimmung des Signalwirkungsquerschnitts (4.3) eingeht.

5.1 Systematischer Fehler in der Luminosität

Die Luminosität bei $\sqrt{s} = 161$-172 GeV wurde mit einem statistischen Fehler von 0.4% und einem systematischen Fehler von 0.35% bestimmt [66]. Bei $\sqrt{s} = 183$ GeV erhält man einen statistischen Fehler von 0.17% und einen systematischen von 0.4%[1]. Insgesamt ergibt sich ein Fehler von 0.5% bei $\sqrt{s} =$ 161-172 GeV und 0.4% bei $\sqrt{s} = 183$ GeV.

5.2 Systematische Fehler auf die Selektionseffizienz des Signals

Monte-Carlo-Statistik: Eine Unsicherheit von 3% ergibt sich aufgrund der Statistik der erzeugten Signal-Monte Carlos.

Photon-Abstrahlung im Anfangszustand: Der absolute Unterschied zwischen den Wirkungsquerschnitten der beiden Methoden zur Berechnung der Photonabstrahlung im Anfangszustand (*initial state radiation*[2]) wurde als konservative Fehlerabschätzung gewählt. Er trägt mit 5% zum systematischen Fehler des Signals bei (vgl. Abbildung 5.1).

Spur- und Cluster-Multiplizität: Der Fehler auf die durchschnittliche Anzahl an geladenen Spuren und Clustern im elektromagnetischen Kalorimeter wurde mit Hilfe eines Kontrolldatensatzes untersucht. Dieser besteht aus $W^+W^- \to q\overline{q}'\ell\overline{\nu}_\ell$-Datenereignissen, die mit der in [65] beschriebenen Methode identifiziert und bei denen anschließend das Lepton entfernt wurde. Unter der Annahme, daß die W-Boson-Winkelverteilung in $W^+W^- \to q\overline{q}'\ell\overline{\nu}_\ell$-Ereignissen und in der W-Boson-Einzelproduktion nicht allzu unterschiedlich ist, läßt sich nun mit dem so erzeugten Datensatz von $W \to q\overline{q}'$-Ereignissen gut die Simulation des Signals überprüfen. Die durchschnittliche Anzahl der geladenen Spuren wurde dazu um 1, die der Cluster im elektromagnetischen Kalorimeter um 2 variiert, um dem Unterschied in den Mittelwerten der Daten- und Monte-Carlo-Verteilungen Rechnung zu tragen. Dies führte zu einer Unsicherheit von etwa 0.7% bei $\sqrt{s} = 161$-172 GeV und 0.3% bei $\sqrt{s} = 183$ GeV.

[1] Da es bisher noch keine Veröffentlichung zur Luminositätsmessung bei $\sqrt{s} = 183$ GeV gibt, wurde der systematische Fehler als von der selben Größenordnung wie bei $\sqrt{s} = 161$-172 GeV angenommen.

[2] Siehe Abschnitt 4.2, S. 21.

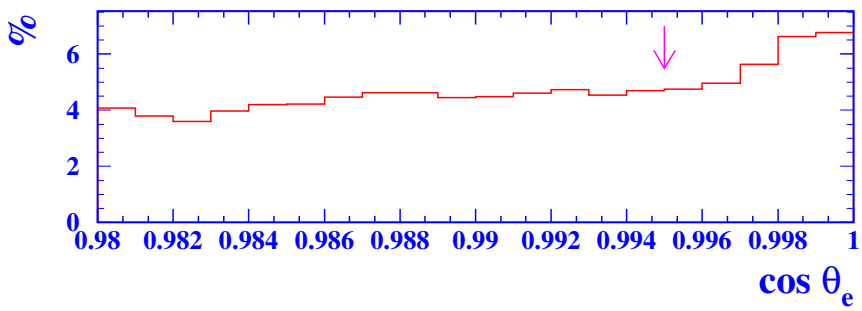


Abbildung 5.1: *Differenz im Wirkungsquerschnitt zwischen den beiden Methoden zur Berechnung der Photon-Abstrahlung im Anfangszustand in Prozent aufgetragen über dem Signaldefinitionsschnitt auf den Winkel des Elektrons. Der Pfeil markiert die Position des in der vorliegenden Arbeit gewählten Schnitts bei* $\cos\theta_e < 0.995 \simeq 100$ *mrad.*

Schnitt auf y_{23}: Auch zur Bestimmung des systematischen Fehlers durch den Schnitt $y_{23} < 0.03$ wurde ein auf diese Weise erhaltener Satz von $W \to q\overline{q}'$-Ereignissen verwendet. Der Schnitt erzeugt in diesem Satz bei $\sqrt{s}$ = 161-172 bzw. 183 GeV eine Ineffizienz von $(7.8 \pm 4.0)\%$ bzw. $(7.9 \pm 0.5)\%$, was mit der Ineffizienz von $(8.7 \pm 1.0)\%$ bzw. $(7.5 \pm 0.2)\%$, die der Schnitt bei Anwendung auf das Signal-Monte Carlo einführt, recht gut übereinstimmt. Daher konnte die statistische Unsicherheit dieser Kontrolle von 4% bzw. 0.5% als systematischer Fehler genommen werden. Da bei $\sqrt{s}$ = 183 GeV sehr viel mehr W-Paar-Ereignisse aufgezeichnet wurden, ist der statistische Fehler bei dieser Schwerpunktsenergie viel geringer.

Schnitt auf die Energie in den Vorwärtsdetektoren: Ein möglicher zusätzlicher Energieeintrag in den Vorwärtsdetektoren, z.B. durch schlechte Fokusierung des Strahls, könnte eine Verringerung der Signaleffizienz zur Folge haben. Die dadurch entstehende systematische Unsicherheit wurde bestimmt als die Veränderung der Signaleffizienz, die sich ergibt, wenn man den Energieeintrag in den Vorwärtsdetektoren um die Differenz des durchschnittlichen Energieeintrags zwischen Simulation und gemessenen Daten ($\Delta E \approx 1.5$ GeV) erhöht. Es ergibt sich ein systematischer Fehler von etwa 2% bei $\sqrt{s}$ = 161-172 GeV und 1.6% bei $\sqrt{s}$ = 183 GeV.

Schnitt auf die Richtung der Jets: Mit Hilfe von LEP1–Daten wurde überprüft, wie gut die Messung der Jetwinkel mit der Monte-Carlo-Simulation übereinstimmt [64]. Es zeigte sich dabei ein Unterschied zwischen Monte-Carlo-Simulation und gemessenen Daten von etwa 0.5°. Ändert man den Polarwinkel eines der beiden Jets oder des gesamten Jetsystems im Signal-Monte Carlo um diesen Betrag, so verändert sich die Signaleffizienz um 2%. Eine Veränderung des Azimuthwinkels (und damit der Akoplanarität) führt zu einer systematischen Unsicherheit von etwa 1% in der Effizienz.

Schnitt auf den fehlenden Transversalimpuls und die fehlende Energie: Um den systematischen Fehler, der durch die Schnitte auf den fehlenden Transversalimpuls und die fehlende Energie eingeführt wird, abzuschätzen, wurde die jeweilige Verteilung um die durchschnittliche Differenz zwischen Daten und Monte Carlo in der entsprechenden Variable verschoben ($\Delta \not{p}_T \approx 1.0$ bzw. 0.7 GeV/c bei $\sqrt{s}$ = 161-172 bzw. 183 GeV und $\Delta \not{E} \approx 3.8$ GeV bei $\sqrt{s}$ = 161-172 GeV). Dabei ergab sich eine Veränderung der Signaleffizienz von 2.5% bei $\sqrt{s}$ = 161-172 GeV. Für eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s}$ = 183 GeV wird nur auf den fehlenden Transversalimpuls geschnitten. Der systematische Fehler ist daher mit 1.2% geringer.

Schnitt auf den Transversalimpuls des Leptons: Der Schnitt auf den Transversalimpuls des Leptons führt bei $\sqrt{s}$ = 161-172 bzw. 183 GeV zu einer Ineffizienz von $(5.0 \pm 0.7)\%$ bzw. $(13.0 \pm 0.5)\%$ im Signal-Monte Carlo. Wendet man denselben Schnitt auf einen Satz von $W^+W^- \to q\overline{q}'q\overline{q}'$-Datenereignissen an, die nach der in [65] beschriebenen Methode selektiert wurden, so werden $(8.5 \pm 3.8)\%$ bzw. $(18.0 \pm 1.8)\%$ der Ereignisse entfernt[3]. Berücksichtigt man weiter, daß beim rein hadronischen W-Paar-Zerfall zwei W-Bosonen zur Ineffizienz beitragen, so ergibt sich ein statistischer Fehler von 3.8% / 2 = 1.9% bzw. 1.8% / 2 = 0.9%. Bei $\sqrt{s}$ = 161 - 172 GeV dominiert der statistische Fehler den Unterschied zwischen

[3]Mögliche Unterschiede in der Winkelverteilung und den Spektren der W-Bosonen wurden dabei vernachlässigt.

Signal-Monte Carlo und Referenzdatensatz von $(0.8 \pm 1.9)\%$. Daher wurde dieser Fehler als systematische Unsicherheit genommen. Bei $\sqrt{s} = 183$ GeV sind die Unterschiede mit $(4.0 \pm 1.1)\%$ größer als der Fehler, weshalb die systematische Unsicherheit hier mit 4.0% abgeschätzt werden konnte.

Schnitt auf die invarianten Jetmassen: Der systematische Fehler durch die Genauigkeit der Auflösung der invarianten Massen der Jets wurde mit Hilfe sogenannter *radiative return*-Ereignisse[4] untersucht, die in der Verteilung der invarianten Masse eine Resonanz bei der Z^0-Masse besitzen. Diese ist in den Daten um -0.6 ± 1.0 GeV/c^2 gegenüber der in der Monte-Carlo-Simulation verschoben. Für die Auflösung ergibt sich, daß sie in den Daten um einen Faktor von (1.11 ± 0.11) schlechter ist als im Monte Carlo. Wendet man die Verschiebung bzw. Auflösungsverschlechterung auf das Signal-Monte Carlo an, ändert sich die Selektionseffizienz um etwa 2.5% bei $\sqrt{s} = 161$-172 GeV und um ca. 2.7% bei $\sqrt{s} = 183$ GeV.

Fragmentation: Um die Unsicherheit in der Modellierung der Fragmentation zu bestimmen, wurde die Veränderung der Selektionseffizienz gemessen, die sich ergibt, wenn man die Fragmentation gleicher 4-Fermion-Endzustände einmal mit JETSET und einmal mit HERWIG berechnet. Es ergibt sich eine Unsicherheit von weniger als 2%.

Weitere mögliche Fehlerquellen: Der systematische Fehler, der aufgrund der Unsicherheit in der Bestimmung der Trigger-Effizienz entsteht, kann vernachlässigt werden, da nur Ereignisse mit höherer Multiplizität (6 oder mehr Spuren und 8 oder mehr Cluster im elektromagnetischen Kalorimeter) durch die Vorselektion kommen, so daß die Trigger mehrerer Teildetektoren auslösen und die Triggereffizienz der Ereignisse praktisch 100% beträgt.

Der gesamte systematische Fehler beträgt 9% bei $\sqrt{s} = 161$-172 GeV und 8% bei $\sqrt{s} = 183$ GeV. Zur Bestimmung des Gesamtfehlers wurden die Einzelfehler quadratisch aufaddiert. Der Beitrag der einzelnen Fehlerquellen ist in Tabelle 5.1 aufgelistet.

	161-172 GeV	183 GeV
Luminosität	0.5%	0.4%
Monte-Carlo-Statistik	3%	
Initial state radiation	5%	
Spur- und Cluster-Multiplizität	0.7%	0.3%
Schnitt auf y_{23}	4%	0.5%
E_{GC},E_{FD},E_{SW}	2%	1.6%
Richtung der Jets/Akoplanarität	2.2%	2.2%
$\not{p}_T$, $\not{E}$ bzw. $\not{p}_T$	2.5%	1.2%
p_T^{lep}	1.9%	4.0%
Auflösung der invarianten Masse	2.5%	2.7%
Fragmentation	2%	
Gesamtfehler	9%	8%

Tabelle 5.1: *Überblick über die systematischen Fehler auf das Signal.*

5.3 Systematische Fehler auf den Wirkungsquerschnitt des Untergrunds

Strahlenergie: Der Fehler von 0.06 GeV auf die Strahlenergie bei $\sqrt{s} = 161$-172 GeV verursacht einen vernachlässigbaren Fehler bei $e^+e^- \to q\overline{q}(\gamma)$-Ereignissen und einen Fehler von etwa 0.25% auf den Wirkungsquerschnitt von Ereignissen mit vier Fermionen im Endzustand (unter der Annahme, daß diese von der W-Paar-Produktion dominiert werden). Aufgrund einer Ungenauigkeit von 0.2 GeV bei der Bestimmung der Strahlenergie bei $\sqrt{s} = 183$ GeV ist der Fehler auf $e^+e^- \to q\overline{q}(\gamma)$-Ereignisse auch hier vernachlässigbar, während der Fehler bei 4-Fermion-Endzuständen ca. 0.3% beträgt.

[4] Vgl. S. 22.

Unterschiede zwischen Monte Carlos: Die mit Hilfe verschiedener Generatoren[5]. erzeugten Untergrund-Simulationen der 4-Fermion- und $e^+e^- \to q\overline{q}(\gamma)$-Prozesse wurden miteinander verglichen. Dabei konnte kein wesentlicher Unterschied festgestellt werden. Daraufhin wurde der statistische Fehler als systematische Unsicherheit genommen. Er beträgt 12%, 8% bzw. 4% bei $\sqrt{s} = 161$, 172 bzw. 183 GeV.

Simulation von Untergrund und Detektorantwort: Der Fehler aufgrund einer ungenügenden Simulation von Untergrund und Detektorantwort wurde durch einen Vergleich von vorhergesagten und gemessenen Verteilungen für jede Selektionsvariable abgeschätzt. Durch geeignete Schnitte wurden Ereignismengen erzeugt, die hauptsächlich einen bestimmten Untergrundprozeß enthielten. Die Verteilungen der jeweiligen Selektionsvariable wurde dann für jede dieser Ereignismengen an die gemessene Verteilung angepaßt. Die dadurch verursachte Änderung im Wirkungsquerschnitt wurde als systematischer Fehler genommen. Die vom Prozeß $e^+e^- \to q\overline{q}(\gamma)$ dominierte Ereignismenge wurde mit Hilfe der Schnitte A und B (siehe Abschnitt 4.3) sowie der Forderung nach einer invarianten Masse des Jetsystems von $M_{jj} \geq 50$ GeV/c^2 erzeugt. Die letzten beiden Schnitte entfernen vor allem den Zwei-Photon-Untergrund. Der Anteil von Signal- und 4-Fermion-Ereignissen nach diesen Schnitten ist gegenüber der großen Anzahl an $e^+e^- \to q\overline{q}(\gamma)$-Ereignissen recht klein (ca. 13%). Eine an 4-Fermion-Ereignissen angereicherte Ereignismenge (etwa 50% bei $\sqrt{s} = 161$-172 GeV und etwa 67% bei $\sqrt{s} = 183$ GeV) erhält man durch Lockerung des Vorselektionsschnitts auf $y_{23} \leq 0.15$ und den folgenden zusätzlichen Schnitten: $|\cos\theta_{jj}| \leq 0.92$, $\not{p}_T \geq 5$ GeV/c, $\phi_{\mathrm{akop}} \geq 5^\circ$ und $M_{jj} \geq 40$ GeV/c^2 (bei $\sqrt{s} = 161$-172 GeV) bzw. $M_{jj} \geq 75$ GeV/c^2 (bei $\sqrt{s} = 183$ GeV). Aufgrund des geringen Signal-Wirkungsquerschnittes spielt die Unsicherheit bei der Simulation des Signals keine Rolle. Beide Ereignismengen ergeben vergleichbare Resultate: Die größte Unsicherheit bei $\sqrt{s} = 161$-172 GeV kommt durch die Beschreibung der Durham-Variable y_{23} (ca. 4.5%), bei $\sqrt{s} = 183$ GeV durch die invariante Masse des Jetsystems (etwa 3.6%) mit hinein. Insgesamt ergibt sich eine systematische Unsicherheit von 7% bei $\sqrt{s} = 161$-172 GeV und 6% bei bei $\sqrt{s} = 183$ GeV.

Der gesamte systematische Fehler beträgt 14%, 11% bzw. 7% bei $\sqrt{s} = 161$, 172 bzw. 183 GeV. Einen Überblick über die einzelnen Fehlerquellen gibt Tabelle 5.2.

	161 GeV	172 GeV	183 GeV
Luminosität	0.5%		0.4%
Strahlenergie	0.25%		0.1%
Unterschiede zwischen Monte Carlos	12%	8%	4%
Detektor- & Untergrund-Simulation	7%		6%
Gesamtfehler	14%	11%	7%

Tabelle 5.2: *Überblick über die systematischen Fehler auf den Untergrund.*

[5]Vgl. Abschnitt 4.2, S. 21.

6. Bestimmung von Grenzen auf anomale Drei-Eichbosenen-Kopplungen

Die Abhängigkeit des $e^+e^- \to We\overline{\nu}_e$-Wirkungsquerschnitts von den anomalen Kopplungen κ_γ und λ_γ wurde mit Hilfe von `grc4f` berechnet. Da beide Kopplungen linear in die Lagrangedichte des WWγ-Vertex eingehen[1], erwartet man eine quadratische Abhängigkeit des Signalwirkungsquerschnitts von κ_γ und λ_γ. In Abbildung 6.1 sind die berechneten Vorhersagen für den Signal-Wirkungsquerschnitt dargestellt. Dabei verdeutlichen die angepaßten Parabeln die quadratische Abhängigkeit von den anomalen Kopplungen. Im Standardmodell nimmt λ_γ den Wert 0 an, weshalb im Falle einer Anomalie der Wirkungsquerschnitt anstiege. Anders verhält es sich mit κ_γ, für das im Standardmodell der Wert 1 vorhergesagt wird: Hier könnte der Wirkungsquerschnitt des Signals für bestimmte κ_γ–Werte auch geringer sein. Unter der Annahme, daß der Beitrag durch das Diagramm mit dem ZWW-Vertex vernachlässigbar ist[2] hängt der Wirkungsquerschnitt nicht von anderen anomalen Kopplungen ab [69].

Die Selektionseffizienz des Signals in Abhängigkeit von κ_γ und λ_γ ist in Abbildung 6.2 aufgetragen. Da sowohl der totale Wirkungsquerschnitt als auch der Wirkungsquerschnitt der selektierten Signalereignisse quadratisch von den anomalen Kopplungen abhängt, wurde folgende Funktion

$$\epsilon(\kappa_\gamma, \lambda_\gamma) = \frac{\sigma_{\text{gemessen}}}{\sigma_{\text{total}}} = \frac{a_1 + a_2\kappa_\gamma + a_3{\kappa_\gamma}^2 + a_4\lambda_\gamma + a_5{\lambda_\gamma}^2 + a_6\kappa_\gamma\lambda_\gamma}{b_1 + b_2\kappa_\gamma + b_3{\kappa_\gamma}^2 + b_4\lambda_\gamma + b_5{\lambda_\gamma}^2 + b_6\kappa_\gamma\lambda_\gamma} \tag{6.1}$$

an die berechneten Punkte angepaßt. Dabei zeigt sich, daß die Signaleffizienz im Falle anomaler Kopplungen fast ausschließlich ansteigt. Lediglich Werte von κ_γ leicht unterhalb der Standardmodell-Vorhersage von 1 hätten eine Reduzierung der Effizienz zur Folge. Die Existenz anomaler Kopplungen genügender Stärke sollte daher (mit Ausnahme des angesprochenen κ_γ-Bereichs) zu einem Anstieg des Signalwirkungsquerschnitts führen. Die größte Sensitivität auf anomale Kopplungen ergibt sich bei $\sqrt{s} = 172$ GeV, während bei $\sqrt{s} = 161$ bzw. 183 GeV eine geringere Abhängigkeit der Signaleffizienz festzustellen ist.

Der nach allen Schnitten verbleibende Untergrund besteht zu etwa 85% aus W-Paar-Ereignissen, deren Wirkungsquerschnitt sich ebenfalls bei einer möglichen Existenz anomaler Kopplungen ändern würde. Wollte man auch diese Abhängigkeit bei der Bestimmung von Grenzen auf κ_γ und λ_γ miteinbeziehen, so wäre es nicht mehr möglich, den Beitrag des ZWW-Vertex' zu vernachlässigen. Da aber die Änderung des W-Paar-Wirkungsquerschnitts mit anomalen Kopplungen gegenüber der Änderung des Signalwirkungsquerschnitts nicht vernachlässigbar ist und außerdem der nach der Selektion verbleibende Wirkungsquerschnitt der W-Paar-Zerfälle in etwa so groß ist wie der des Signals, ist es nicht sinnvoll, die Abhängigkeit des W-Paar-Wirkungsquerschnitts von κ_γ und λ_γ lediglich als systematischen Fehler auf den Untergrund zu behandeln. Um jedoch von Annahmen über die Kopplungen am ZWW-Vertex unabhängige Grenzen zu erhalten, wurden diese unter der Prämisse berechnet, daß nur der Wirkungsquerschnitt des Signals mit κ_γ und λ_γ variiere. Auf diese Weise erhält man konservative Grenzen, da allein das Signal als Ursache eines eventuellen Anstiegs des gemessenen Wirkungsquerschnitts angesehen und dieser nicht auf Signal *und* Untergrund verteilt wird.

[1] Vgl. Gleichung (2.20), S. 11.
[2] Vgl. die Betrachtung auf S. 9.

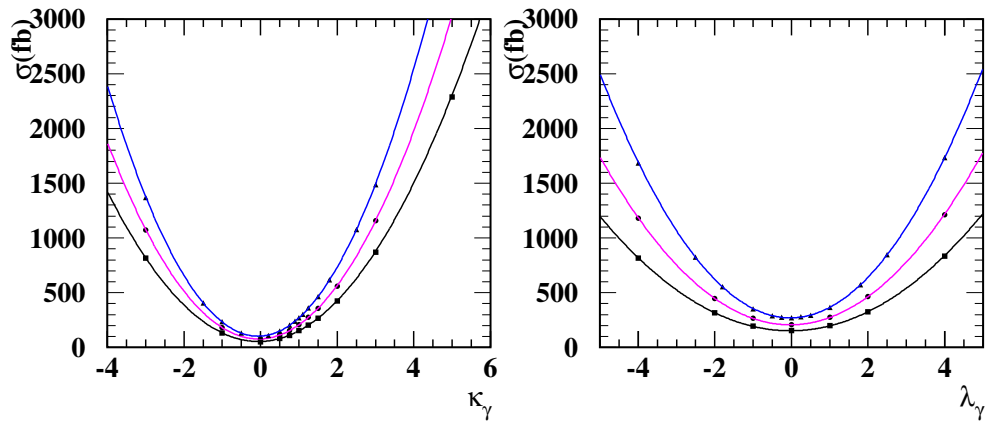
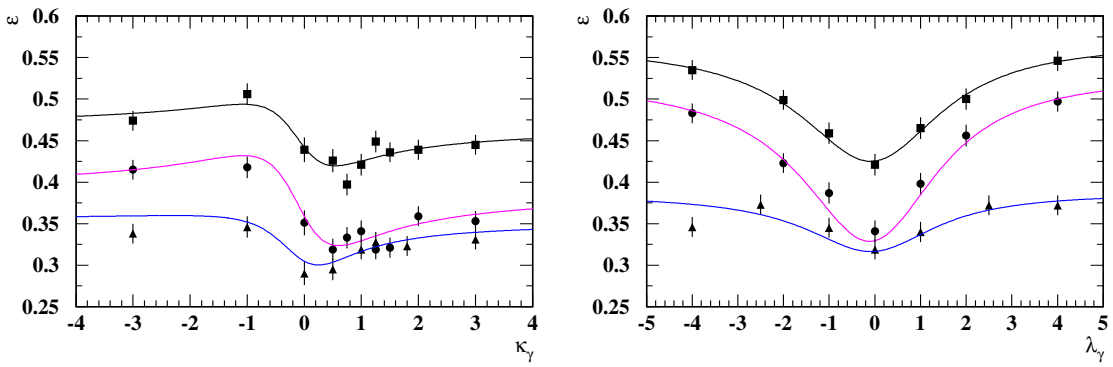


Abbildung 6.1: *Wirkungsquerschnitt des Prozesses* $e^+e^- \to q\overline{q}'e\overline{\nu}_e$ *als Funktion der anomalen Kopplungen (a)* κ_γ *und (b)* λ_γ *bei 161 GeV (unterste Linie), 172 GeV (mittlere Linie) und 183 GeV (oberste Linie). Die jeweils andere Kopplung wurde dabei bei ihrem Standardmodell-Wert festgehalten. Die eingezeichneten Punkte wurden mit Hilfe von* `grc4f` *berechnet, die Parabeln stellen eine quadratische Anpassung an die Punkte dar.*



(a) (b)

Abbildung 6.2: *Selektionseffizienz des Signals als Funktion der anomalen Kopplungen (a)* κ_γ *und (b)* λ_γ *bei 161 GeV (■), 172 GeV (●) und 183 GeV (▲). Die Fehlerbalken geben die statistische Unsicherheit an.*

Konkret maximiert man die Wahrscheinlichkeit, je zwei Ereignisse bei $\sqrt{s} = 161$ bzw. 172 GeV und sieben Ereignisse bei $\sqrt{s} = 183$ GeV zu messen, in Abhängigkeit von den anomalen Kopplungen κ_γ und λ_γ:

$$\log\ \mathcal{L} = \sum_{i=161,172,183\,\mathrm{GeV}} \log \iint \mathcal{G}(f^i_{\mathrm{Si}}, \sigma^i_{\mathrm{Si}})\ \mathcal{G}(f^i_{\mathrm{Un}}, \sigma^i_{\mathrm{Un}})\ \mathcal{P}(N^i, n^i)\ df^i_{\mathrm{Si}}\, df^i_{\mathrm{Un}} \tag{6.2}$$

Diese logarithmische Wahrscheinlichkeitsfunktion besteht im wesentlichen aus drei Teilen, die miteinander multipliziert werden:

1. der Poisson-Wahrscheinlichkeit $\mathcal{P}(N, n)$, bei einer Erwartung von n Ereignissen N Datenereignisse zu selektieren,
2. einer Gauß-Verteilung, die dem systematischen Fehler des Signals Rechnung trägt, und
3. einer Gauß-Verteilung, die den systematischen Fehler des Untergrund widerspiegelt.

Aufgrund der niedrigen Statistik wurde für die Wahrscheinlichkeitsverteilung eine Poisson-Funktion gewählt:

$$\mathcal{P}(N,n) := \frac{(n_{\mathrm{Si}}\, f_{\mathrm{Si}} + n_{\mathrm{Un}}\, f_{\mathrm{Un}})^N}{N!}\, e^{-(n_{\mathrm{Si}}\, f_{\mathrm{Si}} + n_{\mathrm{Un}}\, f_{\mathrm{Un}})}. \tag{6.3}$$

Sie hängt von den erwarteten Ereigniszahlen n_{Si} und n_{Un} für Signal und Untergrund ab. Diese wurden mit Hilfe der Faktoren f_{Si} bzw. f_{Un} skaliert, um die Varianz der Ereigniszahlen aufgrund des systematischen Fehlers wiederzugeben. Die Wahrscheinlichkeitsfunktion wird dabei mit zwei Gaußfunktionen

$$\mathcal{G}(f,\sigma) := \frac{1}{\sqrt{2\pi}\ \sigma}\ \mathrm{e}^{-\frac{f^2}{2\sigma^2}}, \tag{6.4}$$

gewichtet, deren Breite σ dem systematischen Fehler des Signals bzw. des Untergrunds entspricht. Korrelationen zwischen beiden systematischen Fehlern wurden vernachlässigt. Das Produkt der Poisson-Funktion und der beiden Gaußkurven wird nun über alle Werte $-\infty \leq f_{\mathrm{Si}} \leq +\infty$ und $-\infty \leq f_{\mathrm{Un}} \leq +\infty$ integriert und schließlich für die drei Schwerpunktsenergien ($\sqrt{s}$ = 161, 172 und 183 GeV) logarithmisch aufsummiert.

In Abbildung 6.3 wurde die Differenz der auf diese Weise berechneten logarithmischen Wahrscheinlichkeitsfunktion und ihrem Maximum in Abhängigkeit von κ_γ und λ_γ aufgetragen. Folgende Grenzen können dem Verlauf der Kurven auf der Basis 95%iger Wahrscheinlichkeit entnommen werden:

$$\begin{aligned} -2.97 \quad &\leq \quad \kappa_\gamma \quad \leq \quad 3.03, \\ -3.54 \quad &\leq \quad \lambda_\gamma \quad \leq \quad 3.42. \end{aligned}$$

In der Opal *physics note* PN308 wurde für Schwerpunktsenergien von 161-172 GeV die hier durchgeführte Analyse des hadronischen Kanals mit der Analyse des leptonischen Kanals durch eine Gruppe der Kobe University in Tokyo kombiniert. Auf diese Weise konnten die folgenden Grenzen aufgestellt werden [70]: $|\kappa_\gamma| \leq 2.6$, $|\lambda_\gamma| \leq 3.1$. Auch die L3-Kollaboration hat die Einzelproduktion von W-Bosonen bei Lep2 untersucht und folgende Grenzen bei $\sqrt{s}$ = 161-172 GeV veröffentlicht [71]: $-2.6 \leq \kappa_\gamma \leq 2.5$, $-3.6 \leq \lambda_\gamma \leq 3.6$. Wie bereits in der Einleitung erwähnt, ist die Produkion einzelner W-Bosonen auch am $\mathrm{p\bar{p}}$-Beschleuniger Tevatron möglich, und zwar über die Reaktion $\mathrm{q\bar{q}} \to \mathrm{W}\gamma$. Allerdings hängen hier die anomalen WWγ-Kopplungen von der Wahl eines Dipol-Formfaktors ab, der eingeführt werden muß, um Eichinvarianz sicherzustellen. Unter der Annahme einer Skala von Λ = 1500 GeV für diesen Formfaktor betragen die von der CDF- und der D$\emptyset$-Kollaboration gemessenen Grenzen [72] $-0.8 \leq \kappa_\gamma \leq 3.0$, $-0.7 \leq \lambda_\gamma \leq 0.6$ (CDF) bzw. $0.1 \leq \kappa_\gamma \leq 1.9$, $-0.3 \leq \lambda_\gamma \leq 0.3$ (D$\emptyset$).

Von den anhand der Analyse von W-Paar-Zerfällen aufstellten Grenzen haben bisher lediglich die L3- und die Opal-Kollaboration Ergebnisse publiziert. Die Grenzen der L3-Publikation [73] bei $\sqrt{s}$ = 161-172 GeV lassen sich jedoch nicht mit den bisher genannten vergleichen, da ein anderer Ansatz [4] verfolgt wird. Die in der Opal-Veröffentlichung angegebenen Grenzen bei $\sqrt{s}$ = 172 GeV betragen $0.32 \leq \kappa_\gamma \leq 1.78$ und $-0.52 \leq \lambda_\gamma \leq 0.9$ [74] unter den in [75] beschriebenen Annahmen über die Beziehungen zwischen den WWZ- und den WWγ-Kopplungen.

Bis zum Ende des Lep2-Programms dürften die Grenzen, die sich mit Hilfe der paarweisen Produktion von W-Bosonen bestimmen lassen, etwa um einen Faktor 3 besser sein als diejenigen, die sich aus der Analyse der W-Boson-Einzelproduktion ergeben. Der von T. Tsukamoto und Y. Kurihara [69] vorgeschlagene Faktor 2 läßt sich wohl nicht erreichen. Die Abhängigkeit der Effizienz von den anomalen Kopplungen fällt für kleinere Abweichungen von κ_γ bzw. λ_γ vom Standardmodell-Wert bei der Aufstellung der Grenzen nicht so sehr ins Gewicht. Daher sollte auch bei Schwerpunktsenergien von 190-200 GeV eine geringere Abhängigkeit der Effizienz von κ_γ und λ_γ, wie sie bereits bei $\sqrt{s}$ = 183 GeV zu beobachten ist (vgl. Abb. 6.2), die Grenzen, die sich aus der Untersuchung der Einzelproduktion von W-Bosonen ergeben, nicht allzu stark beeinträchtigen.

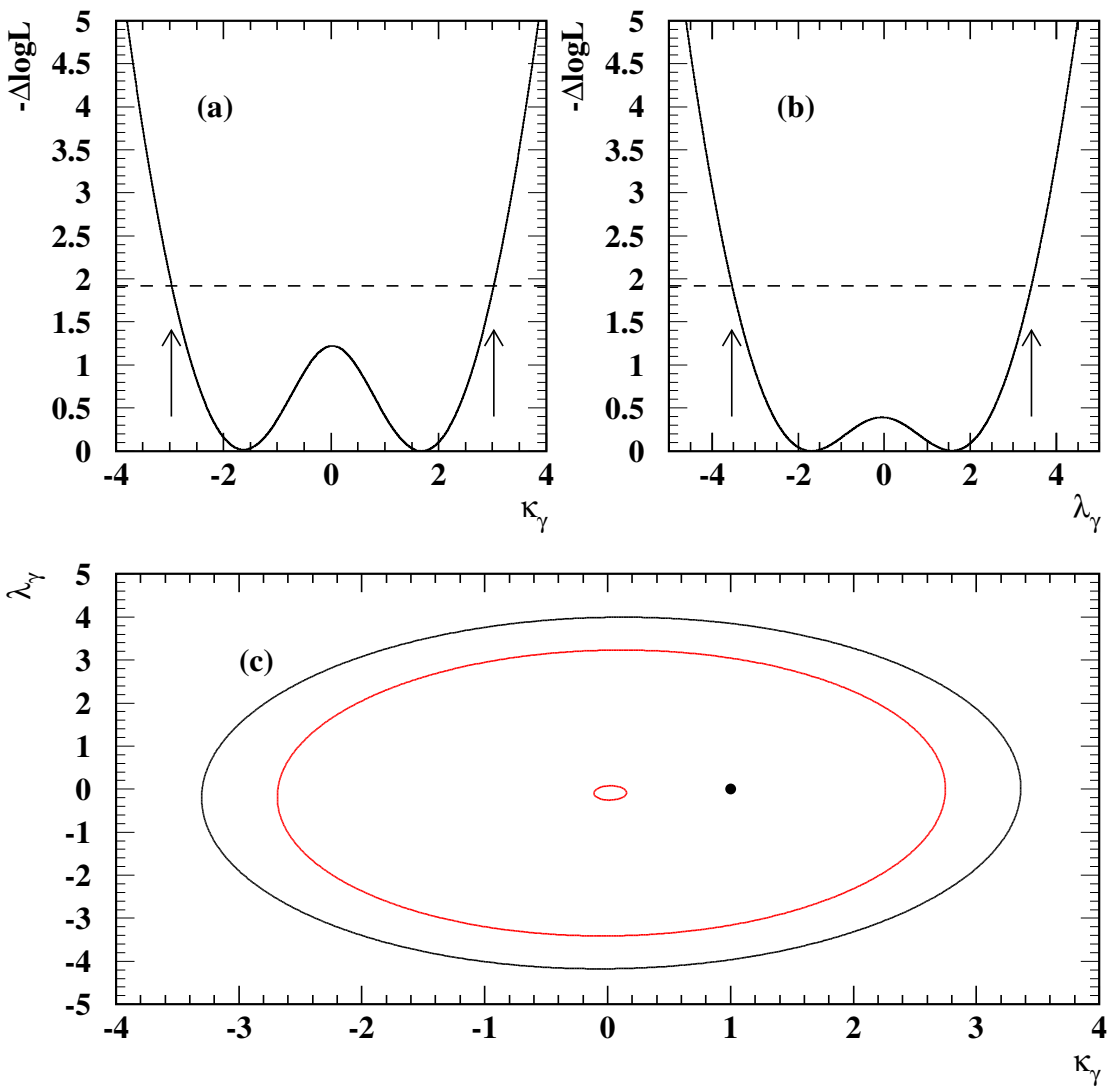


Abbildung 6.3: *Differenz der logarithmischen Wahrscheinlichkeitsfunktion und ihrem Maximum (a) als Funktion von κ_γ mit festem $\lambda_\gamma = 0$ und (b) als Funktion von λ_γ mit festem $\kappa_\gamma = 1$. Die Pfeile geben die Position der Grenzen bei 95%iger Wahrscheinlichkeit an. In (c) sind die Grenzen bei 68%iger und 95%iger Wahrscheinlichkeit im (κ_γ,λ_γ)-Parameterraum dargestellt. Eine schmale Region um (0,0) herum kann bei 68%iger Wahrscheinlichkeit nicht mit ausgeschlossen werden. Der Punkt zeigt die Standardmodell-Vorhersage von (1,0).*

7. Zusammenfassung

Die am e^+e^--Speichering LEP im Rahmen des LEP2-Programmes erreichten Schwerpunktsenergien von $\sqrt{s} = 161, 172$ und 183 GeV gestatten es zum ersten Mal, die Produktion einzelner W-Bosonen an einem e^+e^--Beschleuniger zu untersuchen. In der vorliegenden Arbeit wurde dieser Prozeß mit anschließendem hadronischen Zerfall des W-Bosons untersucht. Zu diesem Zweck wurden mit dem OPAL-Detektor in den Jahren 1996-1997 aufgenommene Datensätze von je 10 pb^{-1} integrierter Luminosität bei $\sqrt{s} = 161$ und 172 GeV und 57 pb^{-1} bei $\sqrt{s} = 183$ GeV ausgewertet. Mit Hilfe der vorgestellten Selektion konnte in einem Signalfenster von $M_{jj} = 60 - 100$ GeV/c^2 das Signal-Untergrund-Verhältnis von etwa 1 : 200 nach der Vorselektion auf ein Verhältnis von ungefähr 1 : 1 verbessert werden. Bei einer Signaleffizienz von mehr als 42% bei $\sqrt{s} = 161$ GeV und etwa 32% bei $\sqrt{s} = 172$ bzw. 183 GeV wurden nach allen Schnitten elf Ereignisse selektiert, was gut mit der Standardmodell-Erwartung von $6.3 \pm 0.2^{\mathrm{stat}} \pm 0.4^{\mathrm{sys}}$ Ereignissen für das Signal und $6.8 \pm 0.1^{\mathrm{stat}} \pm 0.5^{\mathrm{sys}}$ Ereignissen für den Untergrund übereinstimmt. Hieraus konnte der Wirkungsquerschnitt des Signalprozesses bei einer mittleren Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 178.6 \pm 0.3$ GeV bestimmt werden[1]:

$$\sigma_{\mathrm{q\overline{q}'e\overline{\nu}_e}}(178.6\ \mathrm{GeV}) = 163 \pm 128^{\mathrm{stat}} \pm 19^{\mathrm{sys}}\ \mathrm{fb}$$

Es ergibt sich eine gute Übereinstimmung mit der Standardmodell-Vorhersage von etwa 247 fb. Eine mögliche Nichtexistenz des Signalprozesses kann aufgrund dieser Wirkungsquerschnittsmessung mit 90%iger Sicherheit ausgeschlossen werden.

Einer der Hauptschwerpunkte des LEP2-Programms ist die Überprüfung der Selbstkopplung dreier Eichbosonen, welche im Gegensatz zur Boson-Fermion-Kopplung bisher noch kaum vermessen wurde. Die Existenz dieses Drei-Eichboson-Vertex' ist eine direkte Folge des nichtabelschen Charakters des Standardmodells. Gegenüber der paarweisen Produktion von W-Bosonen besitzt die W-Einzelproduktion den großen Vorteil, lediglich sensitiv auf die Kopplung an ein Photon ($WW\gamma$) zu sein. Es müssen also keine Annahmen über die Beziehungen zwischen den Kopplungen am $WW\gamma$- und WWZ-Vertex gemacht werden. Die Untersuchung der Produktion einzelner W-Bosonen bietet daher zum ersten Mal die Möglichkeit, eine von solchen Annahmen unabhängige Überprüfung der $WW\gamma$-Kopplung vorzunehmen. Eine derartige Messung wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführt. Dabei wurden keine Hinweise auf eventuelle (in Erweiterungen des Standardmodells vorhergesagte) anomale Kopplungen gefunden, so daß Grenzen auf die anomalen Kopplungen des $WW\gamma$-Vertex aufgestellt werden konnten[1]:

$$\begin{aligned} -2.97 &\leq \kappa_\gamma \leq 3.03, \\ -3.54 &\leq \lambda_\gamma \leq 3.42. \end{aligned}$$

[1] Angabe bei 95%iger Wahrscheinlichkeit.

Literaturverzeichnis

[1] The LEP-Collaborations ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, the LEP Electroweak Working Group and the SLD Heavy Flavour Group, D. Abbaneo *et al.*, A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model, 2 December 1997 (CERN-PPE/97-154).

[2] A. De Rújula *et al.*, Nucl. Phys. **B384** (1992) 3;
C.P. Burgess und D. London, Phys. Rev. Lett. **69** (1992) 3428;
C.P. Burgess und D. London, Phys. Rev. **D48** (1993) 4337;
C.P. Burgess *et al.*., Phys. Rev. **D49** (1994) 6115.

[3] K. Hagiwara *et al.*, Nucl. Phys. **B282** (1987) 253.

[4] M. Bilenky *et al.*, Nucl. Phys. **B409** (1993) 22, Nucl. Phys. **B419** (1994) 240.

[5] C.G. Papadopoulos, Phys. Lett. **B333** (1994) 202.

[6] Gilles Couture *et al.*, Phys. Rev. **D39** (1989) 3239;
K.J. Abraham *et al.*, Phys. Lett. **B301** (1993) 430;
M.A. Doncheski *et al.*, Single W Boson Production in High Energy e-γ Collisions, Oct 1997 (hep-ph/9710299);
K. Huitu *et al.*, Single W-boson production in e-γ colliders. Publiziert in: Proceedings P.M. Zerwas, DESY, Hamburg, 1996 (hep-ph/9602387);
U. Baur *et al.*, Nucl. Phys. **B325** (1989) 253.

[7] Aristoteles, Metaphysik 985b;
Plutarch, Adv. Colot. 8, 1110F-1111A.

[8] S.L. Glashow, Nucl. Phys. **22** (1964) 579;
A. Salam, Proc. 8^{th} Nobel Symp., Almquist und Wiksell, Stockholm (1968), 367;
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264.

[9] D.P. Barber *et al.*, Phys. Rev. Lett. **43B** (1979), 830;
R. Brandelik *et al.*, Phys. Lett. **86B** (1979), 243;
Ch. Berger *et al.*, Phys. Lett. **86B** (1979), 418;
W. Bartel *et al.*, Phys. Lett **91B** (1980), 142.

[10] H. Weyl, Z. Phys. **56** (1929) 330;
C.N. Yang und R. Mills, Phys. Rev. **96** (1954) 191.

[11] C.S. Wu *et al.*, Phys. Rev. **105** (1957), 1413.

[12] N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. **10** (1963) 531;
M. Kobayashi und J. Maskawa, Prog. Theo. Phys. 49 (1973) 652.

[13] The Particle Data Group, R.M. Barnett *et al.*, Phys. Rev. **D54** (1996) Part I, 208.

[14] B. und F. Schrempp, Phys. Bl. **41** (1985) 335;
R.E. Marshak, Conceptional Foundations of Modern Particle Physics, Cambridge University Press, Cambridge 1992;
I.A. D'Souza und C.S. Kalman, Preons, Models of Leptons, Quarks und Gauge Bosons as Composite Objects, World Scientific, Singapore 1992.

[15] J.-M. Frère *et al.*, Phys. Lett. **B292** (1992) 348;
J.-M. Frère *et al.*, Nucl. Phys. **B429** (1994) 3.

[16] H.P. Nilles, Phys. Rep. **110** (1984) 1;
H.E. Haber und G. L. Kane, Phys. Rep. **117** (1985) 75.

[17] E.N. Argyres *et al.*, Phys. Lett. **B383** (1996) 63.

[18] G. Gounaris *et al.*, in: G. Altarelli *et al.*, *Physics at LEP 2*, CERN Yellow Report 96-01 (1996) vol. 1, 525.

[19] E.N. Argyres und C.G. Papadopoulos, Phys. Lett. bf B263 (1991) 298.

[20] K. Gaemers und G. Gounaris, Z. Phys. **C1** (1979) 259.

[21] W.J. Marciano und A. Queijeiro, Phys. Rev. **D33** (1986) 3449.

[22] R. Boudjema, K. Hagiwara, C. Hamzaoui und K. Numata, Phys. Rev. **D43** (1991) 2223.

[23] G. Arnison *et al.*, UA1 Kollaboration, Phys. Lett. **B122** (1983) 103;
M. Banner *et al.*, UA2 Kollaboration, Phys. Lett. **B122** (1983) 476.

[24] D. Decamp *et al.*, ALEPH Kollaboration, Nucl. Inst. and Meth. **A294** (1990) 121.

[25] P. Aarino *et al.*, DELPHI Kollaboration, Nucl. Inst. and Meth. **A303** (1991) 223.

[26] B. Adeva *et al.*, L3 Kollaboration, Nucl. Inst. and Meth. **A289** (1990) 35.

[27] K. Ahmed *et al.*, OPAL Kollaboration, Nucl. Inst. and Meth. **A305** (1991) 275.

[28] P.P. Allport *et al.*, Nucl. Inst. and Meth. **A324** (1993) 34;
P.P. Allport *et al.*, Nucl. Inst. and Meth. **A346** (1994) 476.

[29] J.R. Carter *et al.*, Nucl. Inst. and Meth. **A286** (1990) 99.

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

[31] H. Mes *et al.*, Nucl. Inst. and Meth. **A265** (1988) 445.

[32] M. Akraway *et al.*, Nucl. Inst. and Meth. **A290** (1990) 76.

[33] C. Beard *et al.*, Nucl. Inst. and Meth. **A286** (1990) 117;
A. Ji-Gang *et al.*, Nucl. Inst. and Meth. **A267** (1988) 386.

[34] G. Artusi *et al.*, Nucl. Inst. and Meth. **A279** (1989) 523.

[35] G. Arnison *et al.*, Nucl. Inst. and Meth. **A294** (1990) 431.

[36] A. Amundsen *et al.*, Nucl. Inst. and Meth. **A293** (1990) 145.

[37] D. Strom, University of Oregon, **OITS-504** (1992).

[38] B.E. Anderson *et al.*, IEEE Trans. Nucl. Science, **41** (1994) 845.

[39] The OPAL-Collaboration, Production of Fermion-pair Events in e^+e^- Collisions at 172 GeV Centre-of-Mass Energy, 14^{th} January 1997 (PN271).

[40] P.R. Hobson, J.J. Ward, Using the Electromagnetic Clusters from the Gamma Catcher, 23 September 1994 (TN254).

[41] M. Arignon *et al.*, Nucl. Inst. and Meth. **A313** (1992) 102.

[42] R. Brun *et al.*, CERN DD/EE/84-1 Rev. (1987)

[43] J. Allison *et al.*, Nucl. Instrum. Methods **A317** (1992) 47.

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

[45] F.A. Berends, R. Pittau und R. Kleiss, Comp. Phys. Comm. **85** (1995) 437.

[46] E.N. Argyres und C.G. Papadopoulos, Phys. Lett. **B263** (1991) 298.

[47] C.G. Papadopoulos, Comp. Phys. Comm. **101** (1997) 183.

[48] G. Altarelli *et al.*, *Physics at LEP 2*, CERN Yellow Report 96-01 (1996) vol. 2.

[49] J. Fujimoto, T. Ishikawa, T. Kaneko, K. Kato, S. Kawabata, Y. Kurihara, Y. Shimizu und H. Tanaka: erhältlich über `ftp://ftp.kek.jp/kek/minami/grace/`;
H. Tanaka, Comp. Phys. Comm. **41** (1990) 153;
H. Tanaka, T. Kaneko und Y. Shimizu, Comp. Phys. Comm. **64** (1991) 149.

[50] T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. **83** (1994) 74.

[51] K. Hagiwara, H. Iwasaki, A. Miyamoto, H. Murayama und D. Zeppenfeld, Nucl. Phys. **B365** (1991) 544.

[52] A.E. Kuraev und V.S. Fadin, Sov. J. Nucl. Phys. **41** (1985) 446.

[53] Y. Kurihara, J. Fujimoto, T. Munehisa und Y. Shimizu, Prog. Theor. Phys. **96** (1996) 1223.

[54] J. Hilgart, R. Kleiss und F. Le Diberder, Comp. Phys. Comm. **75** (1993) 191.

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

[56] R. Engel und J. Ranft, Phys. Rev. **D54** (1996) 4244;
R. Engel, Zeit. Phys. **C66** (1995) 203.

[57] A. Buijs, W.G.J. Langeveld, M.H. Lehto und D.J. Miller, Comp. Phys. Comm. **79** (1994) 523.

[58] J.A.M. Vermaseren, Nucl. Phys. **B229** (1983) 347.

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

[60] The OPAL Collaboration, M.Z. Akrawy *et al.*, Phys. Lett. **B253** (1990) 511.

[61] The OPAL Collaboration, K. Ackerstaff *et al.*, Phys. Lett. **B389** (1996) 416.

[62] The OPAL Collaboration, G. Alexander *et al.*, Zeit. Phys. **C70** (1996) 357.

[63] The OPAL Collaboration, R. Akers *et al.*, Zeit. Phys. **C65** (1995) 17.

[64] C.P. Ward und D.R. Ward, A Simple Measurement of the Mass of the W Boson by Direct Reconstruction, 26^{th} February 1997 (TN461).

[65] The OPAL Collaboration, K. Ackerstaff *et al.*, Measurement of the W Boson Mass and W^+W^- Production and Decay Properties in e^+e^- Collisions at $\sqrt{s}$ =172 GeV, 18^{th} August 1997, CERN-PPE/97-116, eingereicht bei Zeit. Phys. C.

[66] The OPAL Collaboration, R. Akers *et al.*, Tests of the standard and constraints on new physics from measurement of fermion pair production at 130-172 GeV at LEP, preprint CERN-PPE/97-101, eingereicht bei Zeit. Phys. C.

[67] LEP Energy Working Group, LEP energy calibration in 1996, LEP Energy Group/97-01, 20^{th} march 1997 (TN473).

[68] The OPAL Collaboration, Standard Model Measurements in e^+e^- Collisions at $\sqrt{s}$ = 130-183 GeV, 11^{th} November 1997 (PN323).

[69] T. Tsukamoto und Y. Kurihara, Phys. Lett. **B389** (1996) 162.

[70] The OPAL Collaboration, Limits on anomalous γWW couplings from single W production in e^+e^- collisions at $\sqrt{s} = 161 - 172$ GeV, August 13, 1997 (PN308).

[71] M. Acciarri *et al.*, Phys. Lett. **B403** (1997) 168.

[72] F. Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 1936;
S. Abachi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **75** (1995) 1034.

[73] The L3 Collaboration, M. Acciarri *et al.*, Measurements of Mass, Width and Gauge Couplings of the W Boson at LEP, 25 July 1997 (CERN-PPE/97-98), akzeptiert von Phys. Lett. B.

[74] The OPAL Collaboration, K. Ackerstaff *et al.*, Measurement of triple Gauge Boson Couplings from W^+W^- Production at $\sqrt{s}$ = 172 GeV, 16^{th} September 1997 (CERN-PPE/97-125), eingereicht bei to Zeit. Phys. C.

[75] K. Hagiwara, S. Ishihara, R Szalapski und D. Zeppenfeld, Phys. Lett. **B283** (1992) 353, Phys. Rev. **D48** (1993) 2182.

A. Ereignisbilder

Auf den folgenden Seiten sind einige Darstellungen von mit dem OPAL-Detektors rekonstruierten Ereignissen zusammengestellt. Sie umfassen die mit Hilfe der vorgestellten Analyse selektierten Kandidaten für den Prozeß $e^+e^- \to q\overline{q}'e\overline{\nu}_e$. Die Blickrichtung auf das Ereignis läßt sich dem Koordinatensystem in der linken unteren Ecke entnehmen. Zu sehen sind die in der zentralen Spurkammen rekonstruierten Spuren geladener Teilchen. Die Einträge im elektromagnetischen bzw. hadronischen Kalorimeter sind als gelbe bzw. pinkfarbene Blöcke dargestellt. Die Größe der Blöcke entspricht dabei der im Kalorimeter deponierten Energiemenge. Signale in den Myonkammern werden durch rote Pfeile angezeigt.

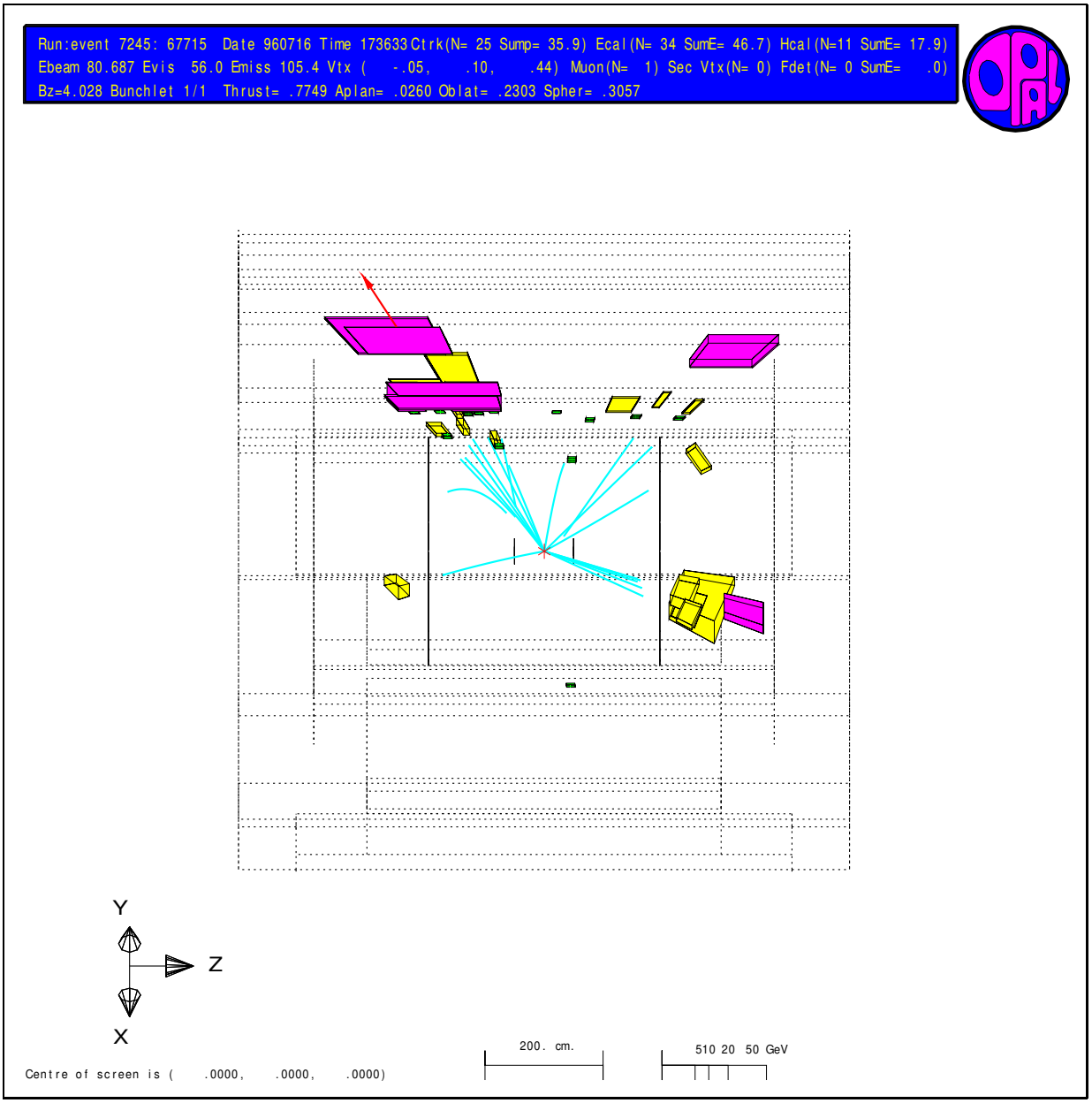


Abbildung A.1: *Erstes bei* $\sqrt{s} = 161$ *GeV selektiertes Ereignis (Nr. 67715, Run 7245) mit* $M_{jj} = 83.3$ GeV/c^2, $\not{p}_T = 32.2$ GeV/c *und* $\phi_{\mathrm{akop}} = 42.8°$.

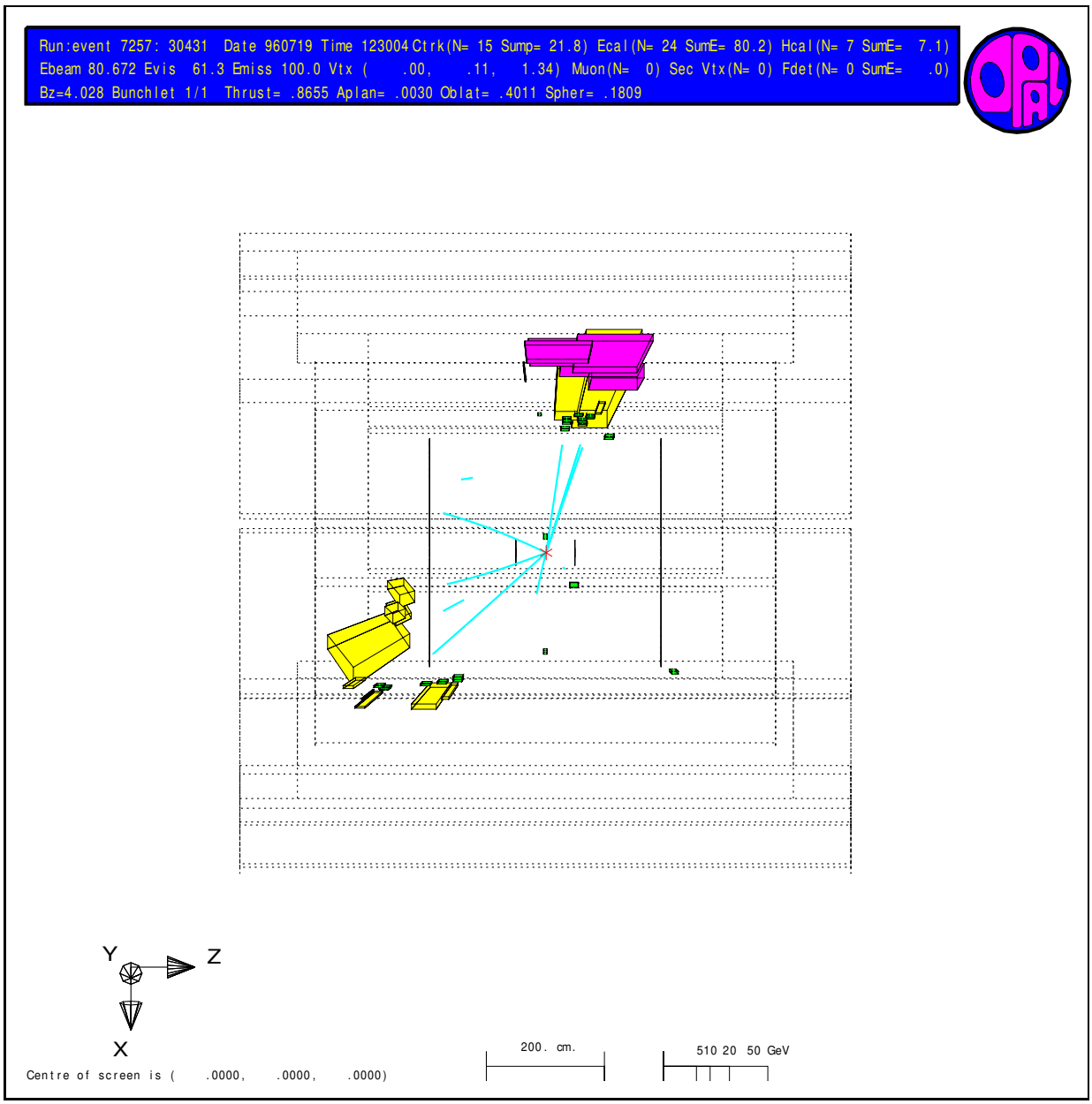


Abbildung A.2: *Zweites bei* $\sqrt{s} = 161$ *GeV selektiertes Ereignis (Nr. 30431, Run 7257) mit* $M_{jj} = 79.8$ GeV/c^2, $\not{p}_T = 47.3$ GeV/c *und* $\phi_{\mathrm{akop}} = 48.9°$.

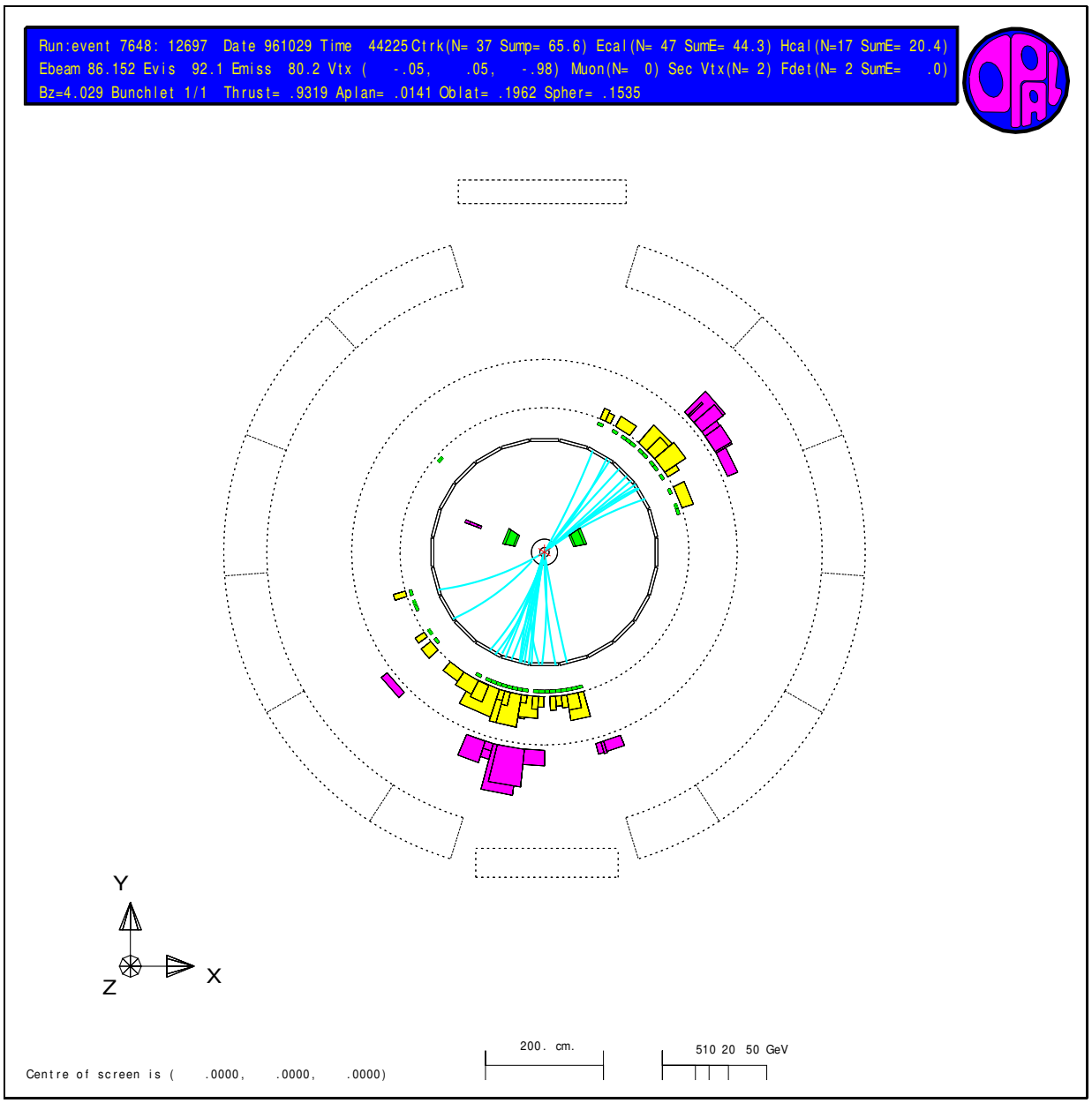


Abbildung A.3: *Erstes bei* $\sqrt{s} = 172$ *GeV selektiertes Ereignis (Nr. 12697, Run 7648) mit* $M_{jj} = 82.2$ GeV/c^2, $\not{p}_T = 32.2$ GeV/c *und* $\phi_{\mathrm{akop}} = 33.4°$.

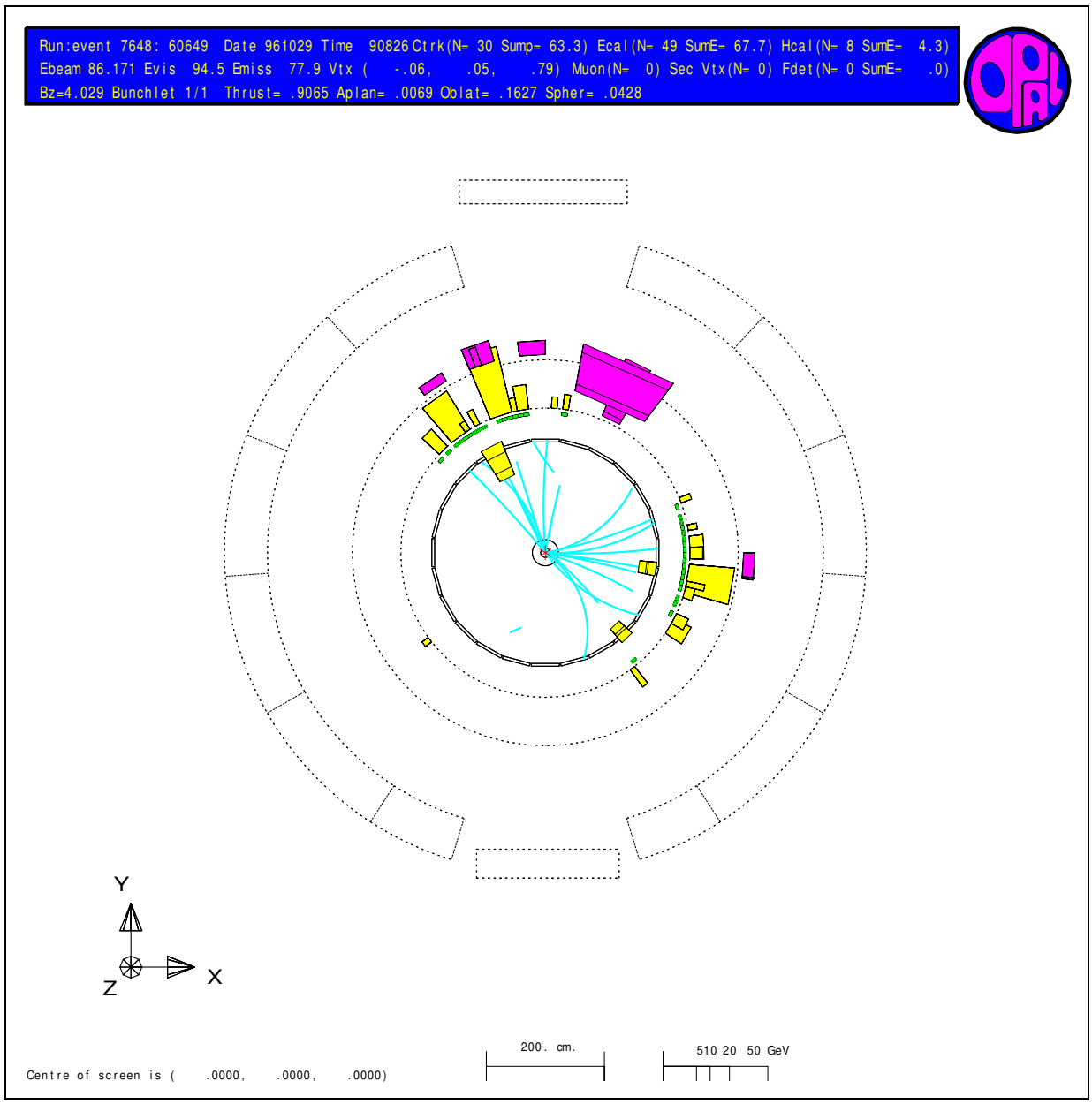


Abbildung A.4: *Zweites bei* $\sqrt{s} = 172$ *GeV selektiertes Ereignis (Nr. 60649, Run 7648) mit* $M_{jj} = 84.7$ GeV/c^2, $\not{p}_T = 35.4$ GeV/c *und* $\phi_{\mathrm{akop}} = 59.0°$.

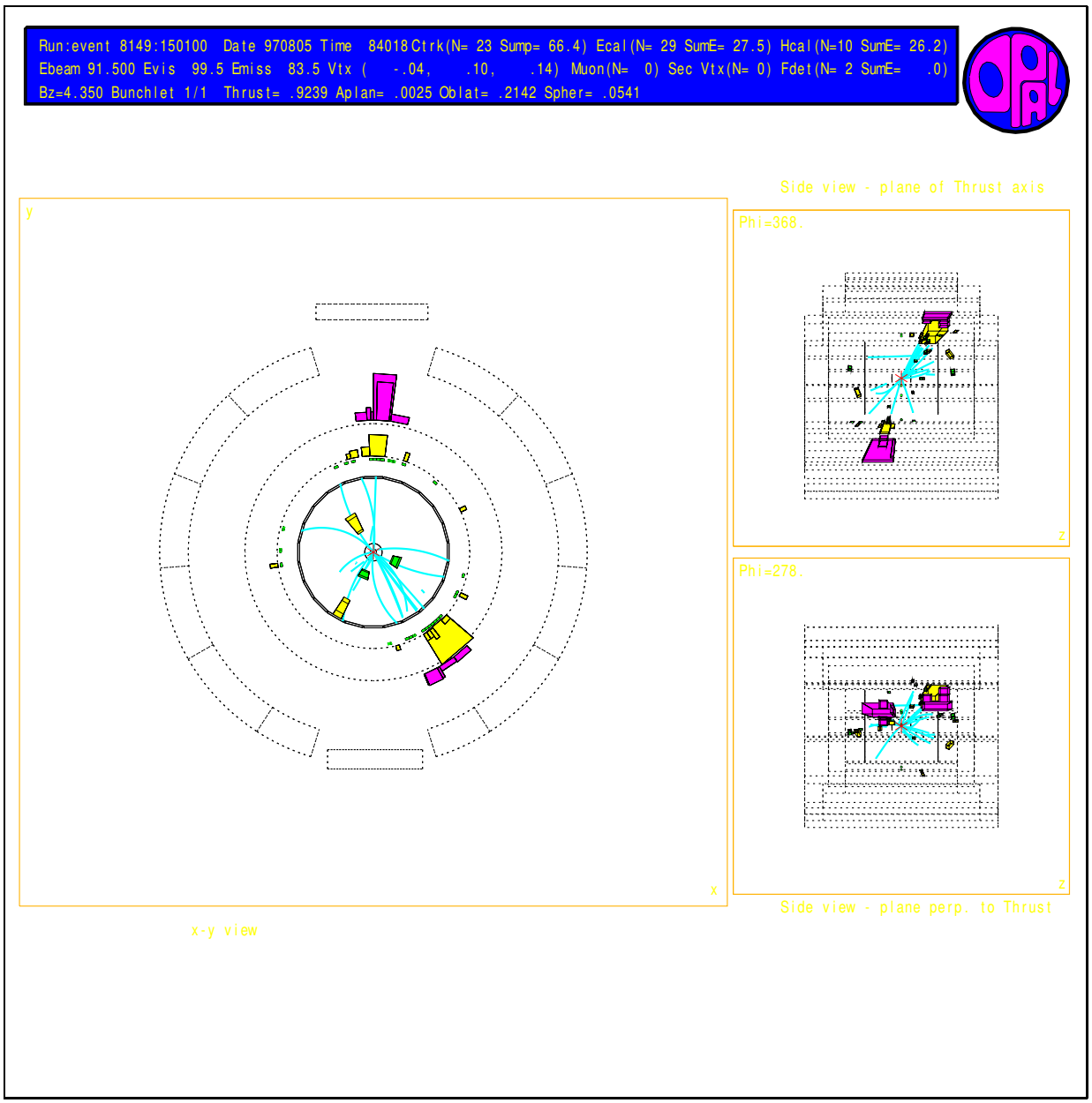


Abbildung A.5: *Erstes bei* $\sqrt{s} = 183$ *GeV selektiertes Ereignis (Nr. 150100, Run 8149) mit* $M_{jj} = 71.2$ GeV/c^2, $\not{p}_T = 22.2$ GeV/c *und* $\phi_{\mathrm{akop}} = 34.4°$.

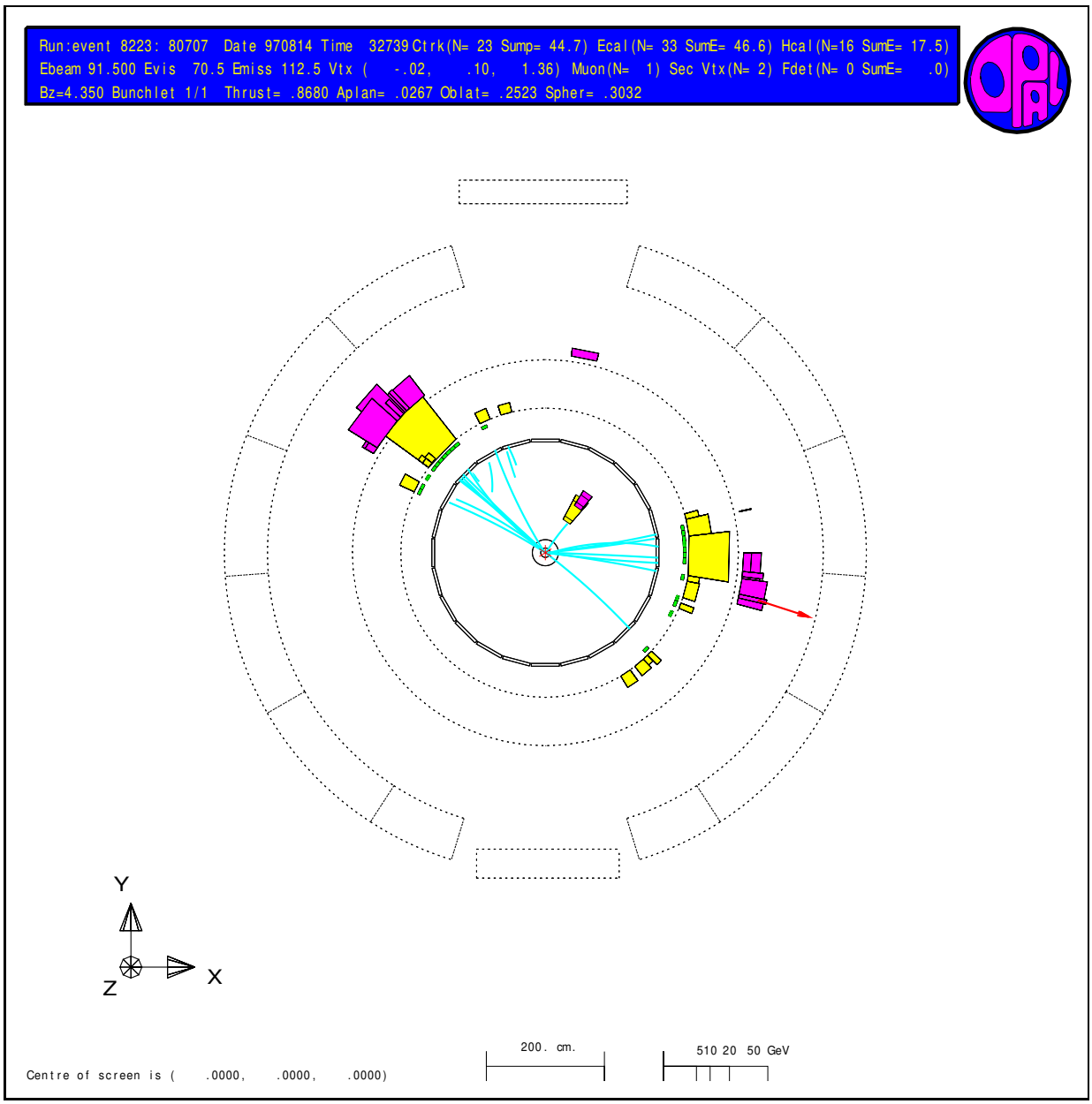


Abbildung A.6: *Zweites bei* $\sqrt{s} = 183$ *GeV selektiertes Ereignis (Nr. 80707, Run 8223) mit* $M_{jj} = 77.1$ GeV/c^2, $\not{p}_T = 29.7$ GeV/c *und* $\phi_{\mathrm{akop}} = 38.2°$.

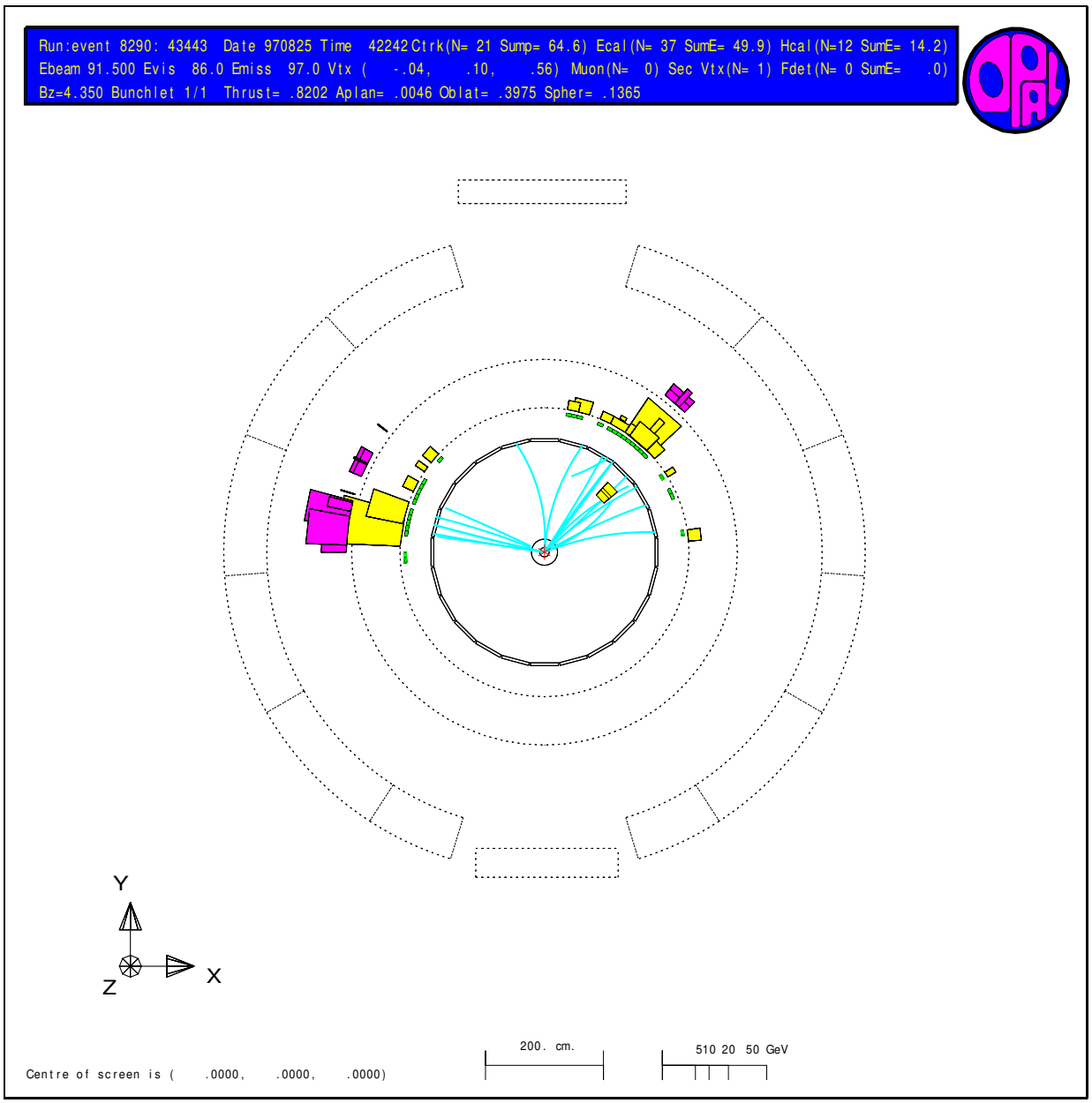


Abbildung A.7: *Drittes bei* $\sqrt{s} = 183$ *GeV selektiertes Ereignis (Nr. 43443, Run 8290) mit* $M_{jj} = 70.4$ GeV/c^2, $\not{p}_T = 47.7$ GeV/c *und* $\phi_{\mathrm{akop}} = 60.9°$.

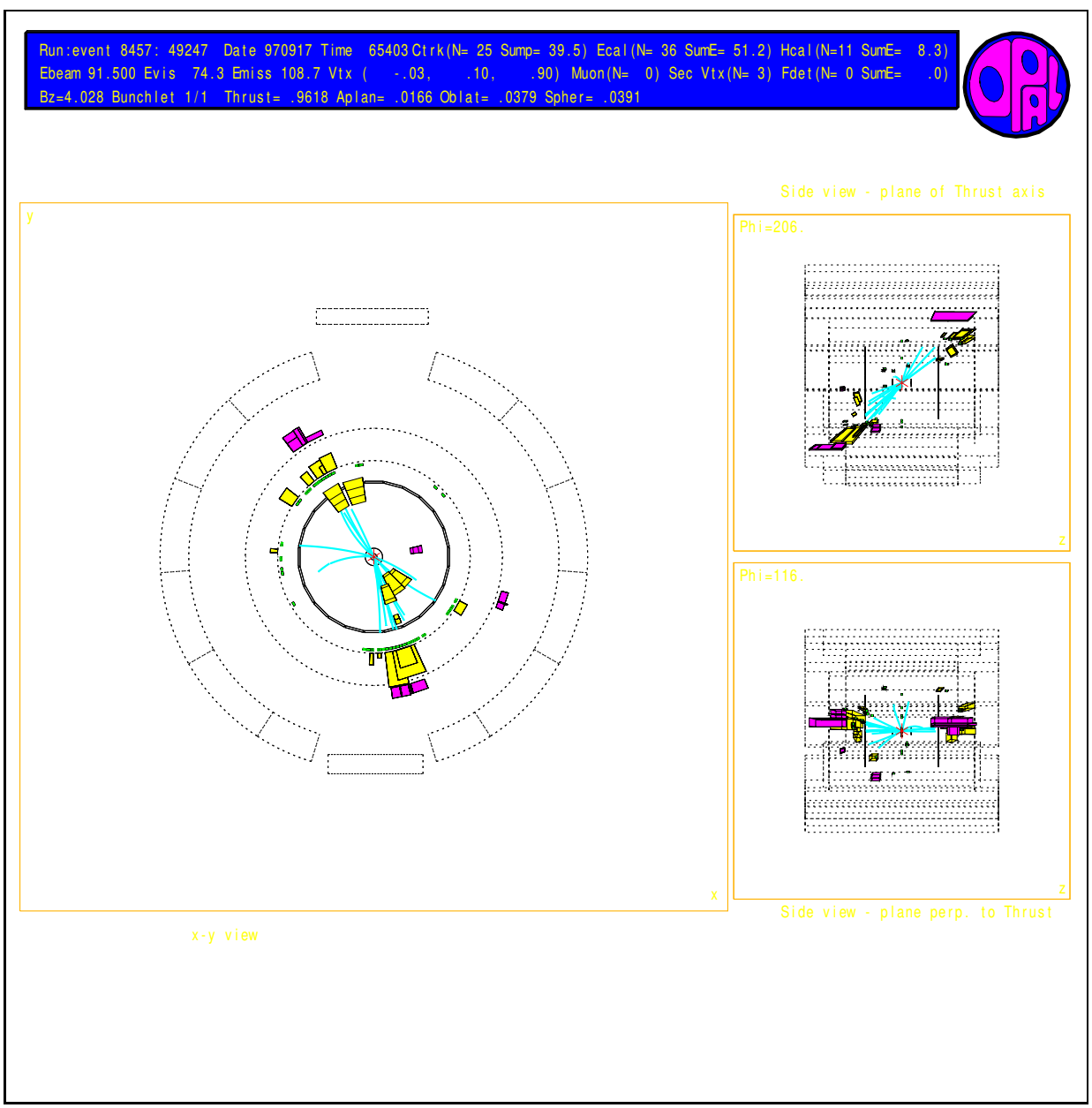


Abbildung A.8: *Viertes bei* $\sqrt{s} = 183$ *GeV selektiertes Ereignis (Nr. 49247, Run 8457) mit* $M_{jj} = 78.7$ GeV/c^2, $\not{p}_T = 16.1$ GeV/c *und* $\phi_{\mathrm{akop}} = 19.5°$.

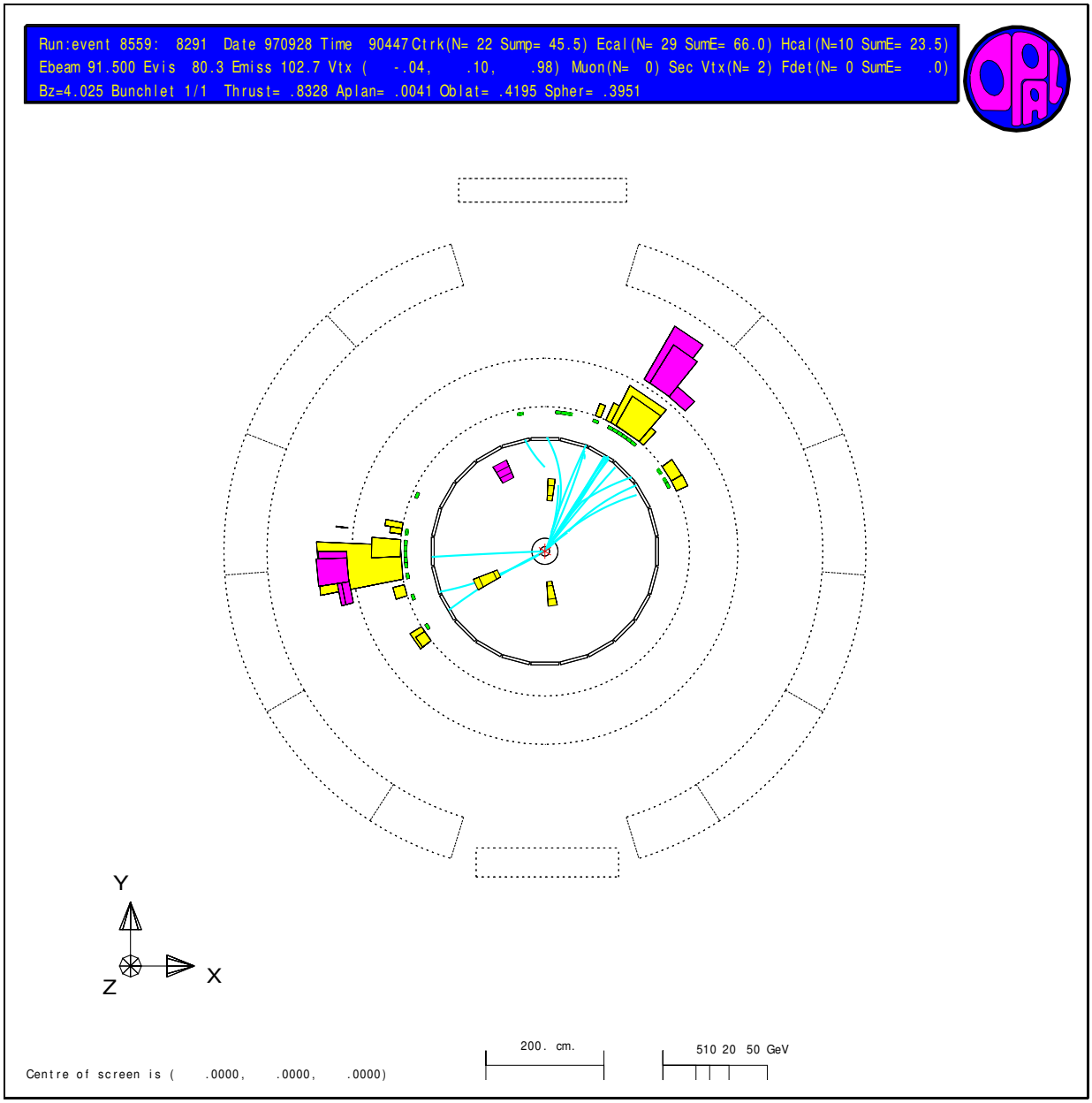


Abbildung A.9: *Fünftes bei $\sqrt{s}$ = 183 GeV selektiertes Ereignis (Nr. 8291, Run 8559) mit* $M_{jj} = 94.7$ GeV/c^2, $\not{p}_T = 41.1$ GeV/c *und* $\phi_{\mathrm{akop}} = 51.0°$.

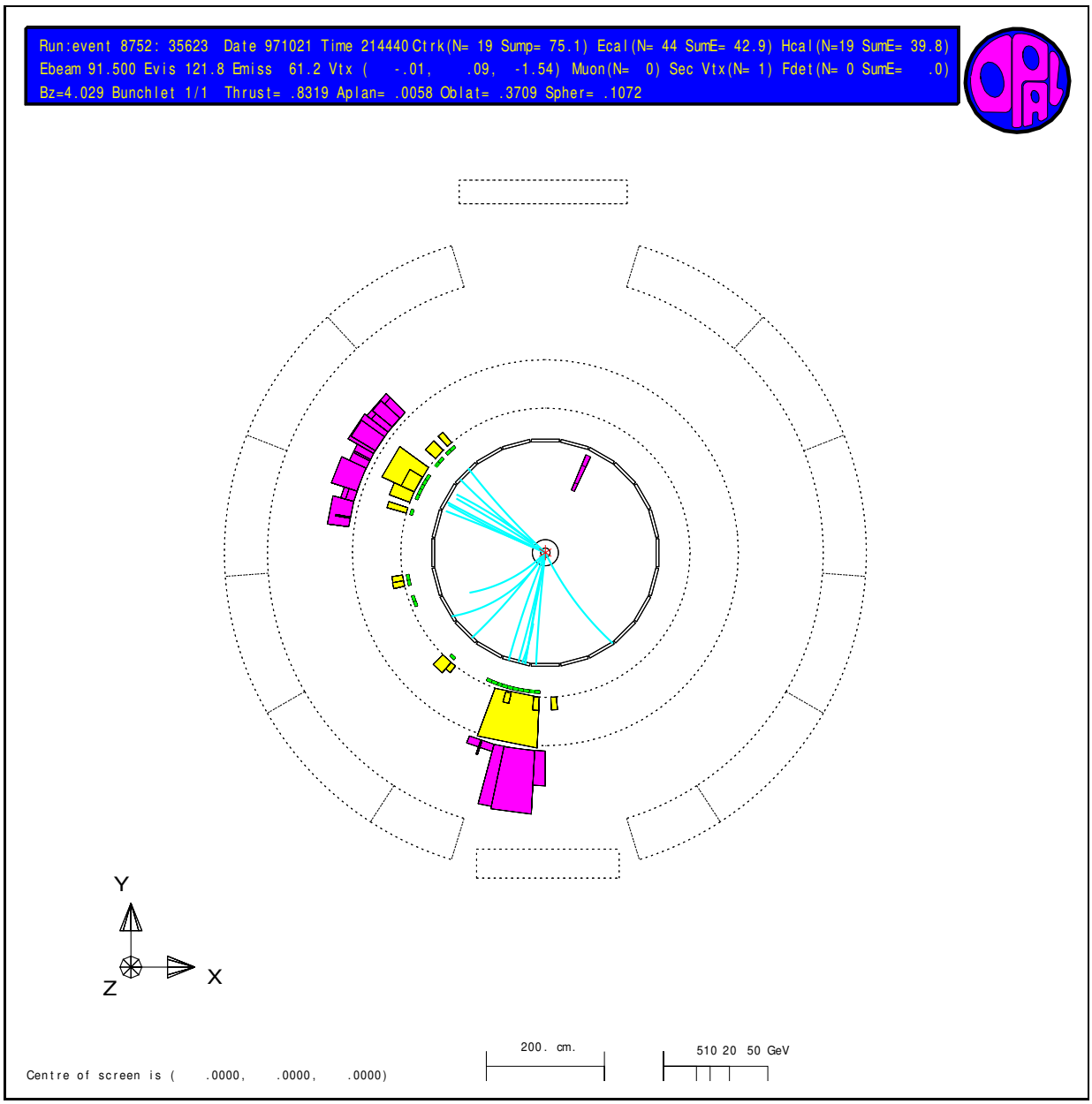


Abbildung A.10: *Sechstes bei* $\sqrt{s} = 183$ *GeV selektiertes Ereignis (Nr. 35623, Run 8752) mit* $M_{jj} = 84.8\ \mathrm{GeV}/c^2$, $\not{p}_T = 52.6\ \mathrm{GeV}/c$ *und* $\phi_{\mathrm{akop}} = 72.1°$.

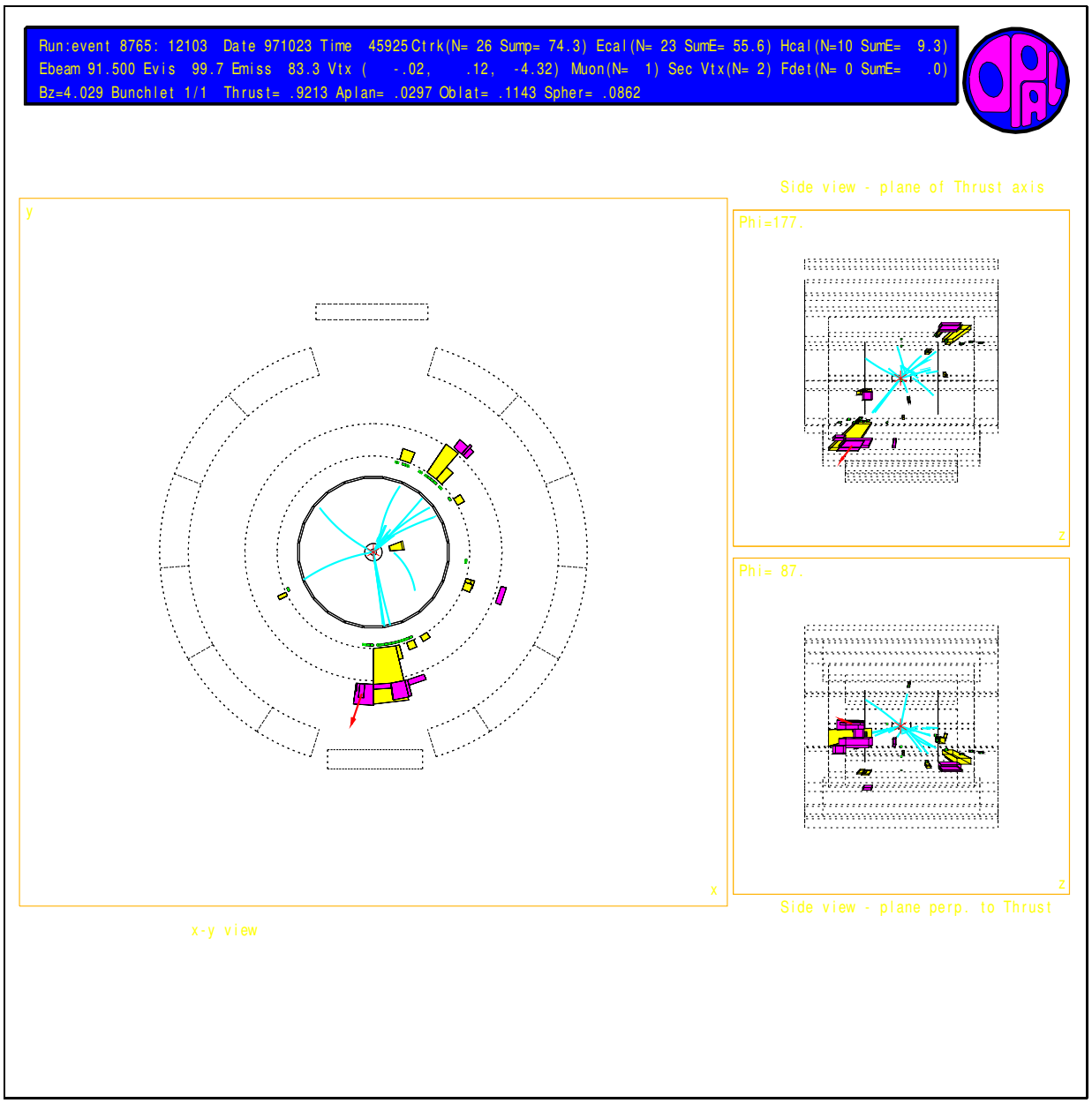


Abbildung A.11: *Siebtes bei $\sqrt{s} = 183$ GeV selektiertes Ereignis (Nr. 12103, Run 8765) mit $M_{jj} = 93.6$ GeV/c^2, $\not{p}_T = 68.0$ GeV/c und $\phi_{\mathrm{akop}} = 46.3°$.*

Hiermit erkläre ich, daß ich die vorgelegte Arbeit selbständig verfaßt und nur die angegebenen Hilfsmittel verwendet habe.

Freiburg, 9. Januar 1998,

(Christof Degenhart)