Suche nach der Produktion einzelner Top-Quarks mit dem OPAL-Detektor

Dissertation der Fakultät für Physik
der
Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von

Axel Leins
aus
Göppingen

München, den 15. Juli 2002

1. Gutachterin: Prof. Dr. D. Schaile

2. Gutachter: Prof. Dr. W. Dünnweber

Tag der mündlichen Prüfung: 6. November 2002

Suche nach der Produktion einzelner Top-Quarks mit dem OPAL-Detektor

Dissertation der Fakultät für Physik

der

Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von

Axel Leins

aus

Göppingen

München, den 15. Juli 2002

Für Kerstin

Zusammenfassung

Innerhalb des sogenannten Standardmodells (SM) der Teilchenphysik ist der Prozess der *Flavour*-ändernden neutralen Ströme (FCNC) auf Born-Niveau verboten, und nur über Prozesse höherer Ordnung möglich. FCNC-Prozesse sind daher extrem unterdrückt und sehr selten. Experimentell konnte dies für die ersten beiden Generationen von Quarks bestätigt werden. Für die dritte Generation, speziell für das Top-Quark, existieren bisher nur wenige experimentelle Erkenntnisse über FCNC-Prozesse. Durch theoretische Erweiterungen des SM können, aufgrund der extrem großen Masse des Top-Quarks und der damit verbundenen Sonderstellung, FCNC-Prozesse für Top-Quarks vorhergesagt werden, die um mehrere Größenordnungen gegenüber dem SM erhöht sind.

In dieser Arbeit wird nach der Produktion einzelner Top-Quarks über *Flavour*-ändernde neutrale Ströme mit den Daten des OPAL-Detektors am $\mathrm{e^+e^-}$-Speicherring LEP gesucht. Hierzu wird im hadronischen Zerfallskanal des W-Bosons nach dem Prozess $\mathrm{e^+e^-} \rightarrow \bar{\mathrm{t}}\mathrm{c(u)} \rightarrow \bar{\mathrm{b}}\mathrm{Wc(u)}$ gesucht. Die Selektion der Ereignisse beruht auf der kinematischen Rekonstruktion und dem Auffinden von b-Hadronen. Mehrere sensitive Variablen werden mit einer *Likelihood*-Methode kombiniert. Die Daten, bei Schwerpunktsenergien zwischen 189 und 209 GeV, entsprechen einer integrierten Luminosität von ca. 600 pb^{-1}. Bei keiner der untersuchten Schwerpunktsenergien ergeben sich Hinweise für solche FCNC-Prozesse. Es lassen sich obere Grenzen auf den Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit der Schwerpunktsenergie mit 95% Konfidenzniveau berechnen. Im Rahmen verschiedener Erweiterungen des SM kann mit diesen Grenzen der Parameterraum von Kopplungen jenseits des SM eingeschränkt werden. Zudem ist es möglich, mit Hilfe dieser Kopplungsparameter Grenzen auf das FCNC-Verzweigungsverhältnis $\mathrm{Br(t \rightarrow Z^0 q)}$ und $\mathrm{Br(t} \rightarrow \gamma \mathrm{q)}$ zu berechnen.

Durch die zusätzliche Kombination mit dem leptonischen Zerfallskanal des W-Bosons und den Analysen der anderen drei LEP-Experimente (ALEPH, DELPHI, L3) können die zur Zeit stärksten experimentellen Grenzen auf FCNC-Prozesse im Bereich des Top-Quarks bestimmt werden.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung

Der “Large Electron Positron”-Beschleuniger (LEP) am CERN in Genf wurde in den Jahren 1989-1995 bei einer Schwerpunktsenergie, die der Masse des Z^0-Bosons entspricht, betrieben, und vermaß neben der Masse und der Breite des Z^0-Bosons viele weitere Parameter des Standardmodells (SM) der Teilchenphysik mit höchster Präzision. Durch diese Messungen war es schon vor der direkten Entdeckung des Top-Quarks möglich, den Bereich der Top-Quark-Masse einzuschränken. Mittels statistischer Methoden der Anpassung an die gemessenen Parameter der elektroschwachen Wechselwirkung gelang es bereits 1994 die Masse des Top-Quarks auf $173^{+12}_{-13}\,^{+18}_{-20}$ GeV/c^2 vorherzusagen [1]. Direkte Anzeichen zur Existenz ergaben Messungen von CDF aus dem Jahre 1994 [2, 3] am Fermilab bei Chicago. Als endgültig entdeckt galt es nur ein Jahr später mit einer Masse von $176 \pm 8 \pm 10$ GeV/c^2 bei CDF [4] und $199^{+19}_{-21} \pm 22$ GeV/c^2 bei D0 [5].

Da die Masse des Top-Quarks ca. 35 mal größer ist als die des nächst leichteren Quarks, und von gleicher Größenordnung ist wie die Skala der elektroschwachen Symmetriebrechung, ergeben sich neue interessante Fragen: Wieso ist das Top-Quark soviel schwerer als die übrigen Quarks? Ist die Top-Masse durch den Higgs-Mechanismus produziert oder gibt es andere Mechanismen, welche die elektroschwache Symmetrie brechen und für die Massen der Elementarteilchen verantwortlich sind? Zeigt sich neue Physik als erstes im Bereich der Top-Quarks?

Einige der Eigenschaften des Top-Quarks wurden bereits am TEVATRON bestimmt, dem einzigen Ort, an dem bis heute das Top-Quark direkt nachgewiesen wurde. Weitere direkte Erkenntnisse über das Top-Quark werden erst in den nächsten Jahren durch die Analyse der neuen TEVATRON Run II Daten und der LHC-Daten gewonnen. Zwischenzeitlich besteht jedoch auch am LEP die Möglichkeit, mehr über die Eigenschaften oder die Existenz von anomalen Kopplungen auf dem Top-Quark-Sektor herauszufinden. In den Jahren 1996-2000 (LEP2) wurde durch Hinzunahme supraleitender Kavitäten die Schwerpunktsenergie bis zu 209 GeV sukzessive erhöht. Dies ermöglicht es, in einem bisher unerreichten kinematischen Bereich nach neuen Teilchen oder neuen Phänomenen jenseits des SM zu suchen.

Aufgrund der großen Masse ist es aus kinematischen Gründen nur möglich, Top-Quarks einzeln bei LEP zu produzieren. Ein möglicher SM-Prozess ist die Reaktion $e^+e^- \to e^-\bar{\nu}_e t\bar{b}$. Dieser Prozess hat innerhalb des SM einen Wirkungsquerschnitt von ca. 10^{-4} fb bei LEP-Energien, und kann mit den bei LEP aufgenommenen Luminositäten nicht beobachtet werden. Ein anderer kinematisch erlaubter Prozess zur Erzeugung einzelner Top-Quarks ist die Reaktion $e^+e^- \to t\bar{c}$. Hierbei handelt es sich um einen Prozess des *Flavour*-ändernden neutralen Stromes (FCNC)*. FCNC-Prozesse sind innerhalb des SM in niedrigster Ordnung Störungstheorie (Born-Niveau) verboten und nur über Prozesse höherer Ordnung möglich. Die Vorhersagen für FCNC-Prozesse sind innerhalb des Stan-

---

*FCNC: Flavour Changing Neutral Currents. Das sind Prozesse, welche die Art (Flavour), aber nicht die Ladung der Quarks ändern.

dardmodells extrem unterdrückt und sehr selten. Für die ersten beiden Quark-Generationen konnte dies experimentell bestätigt werden. Für die dritte Generation, speziell für das Top-Quark, existieren bisher nur wenige experimentelle Ergebnisse über FCNC-Prozesse. Theoretische Erweiterungen des Standardmodells erlauben teilweise FCNC-Prozesse bereits auf Born-Niveau, oder können aufgrund neuer Teilchen oder neuer Kopplungen die Häufigkeit von FCNC-Prozessen im Bereich des Top-Quarks um mehrere Größenordnungen erhöhen. Eine Entdeckung von FCNC-Prozessen im Bereich des Top-Quarks würde somit unmittelbar auf neue Physik jenseits des Standardmodells deuten. Die ersten direkten experimentellen Ergebnisse der CDF-Kollaboration ergaben auf die FCNC-Verzweigungsverhältnisse obere Grenzen von $\mathrm{Br}(\mathrm{t} \to \mathrm{Zq}) < 33\%$ und $\mathrm{Br}(\mathrm{t} \to \gamma\mathrm{q}) < 3.2\%$ mit 95% Konfidenzniveau [6].

In der vorliegenden Arbeit wird mit den Daten, die mit dem OPAL-Detektor aufgezeichnet wurden, nach der FCNC-Produktion einzelner Top-Quarks $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{\bar{t}c(u)} \to \mathrm{\bar{b}Wc(u)}$ im hadronischen Zerfallskanal des W-Bosons gesucht. Die Analyse basiert auf OPAL-Daten, die in den Jahren 1998 bis 2000 bei Schwerpunktsenergien zwischen 189 und 209 GeV aufgenommen wurden, und einer integrierten Luminosität von insgesamt $600.2\ \mathrm{pb}^{-1}$ entsprechen. Die Arbeit gliedert sich folgendermaßen: Im zweiten Kapitel wird eine Einführung in das Standardmodell der Teilchenphysik und die Motivation nach neuer Physik jenseits des Standardmodells mit theoretischen Vorhersagen für FCNC-Prozesse im Bereich des Top-Quarks diskutiert. In den nächsten beiden Kapiteln werden der LEP-Beschleuniger, der OPAL-Detektor, die Physikprozesse bei LEP und die Ereignisrekonstruktion beschrieben. Die Suche nach den FCNC-Ereignissen $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{t\bar{c}}$ wird in Kapitel 5 beschrieben. Die Selektion beruht auf der kinematischen Rekonstruktion der Ereignisse und dem Auffinden von b-Hadronen. In Kapitel 6 werden die möglichen systematischen Fehlerquellen untersucht. Im siebten und achten Kapitel werden die Ergebnisse der vorgestellten Suche mit der Analyse des leptonischen Zerfallskanals bei OPAL und den anderen drei LEP-Experimenten kombiniert und innerhalb verschiedener Erweiterungen des SM interpretiert, und das Potential zukünftiger Experimente diskutiert. Das letzte Kapitel fasst die Ergebnisse der Arbeit zusammen.

Die Ergebnisse dieser Arbeit sind außerdem in der Publikation [7] nachzulesen, in OPAL-internen Publikationen (OPAL Physical Notes) [8–13] und Technical Notes [14, 15] sowie in dem Konferenzbericht [16] beschrieben. Neben der Suche im hadronischen Zerfallskanal des W-Bosons existieren innerhalb der OPAL-Kollaboration Technical Notes [17–19] sowie eine Diplomarbeit [20], die den leptonischen Zerfallskanal untersuchten.

2. Theorie und Motivation

In diesem Kapitel werden die für diese Analyse relevanten theoretischen Grundlagen erläutert. Nach einer kurzen Einführung in das Standardmodell (SM) der Elementarteilchenphysik werden *Flavour*-ändernde neutrale Ströme (FCNC) innerhalb des SM und in möglichen Erweiterungen diskutiert. Schließlich wird der experimentelle Status *Flavour*-ändernder neutraler Ströme im Bereich des Top-Quarks zusammengefasst.

2.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Das sogenannte Standardmodell mit dem derzeit alle experimentellen Phänomene der Hochenergiephysik beschrieben werden, bildet die theoretische Grundlage der Elementarteilchenphysik [21–24]. Das Konzept der Symmetrie ist von fundamentaler Bedeutung bei der Beschreibung der Dynamik in der Teilchenphysik. Neben den klassischen Symmetrien wie Rotations-, Raum- und Zeittranslationsinvarianz sind lokale Eichsymmetrien grundlegend bei der Formulierung der Wechselwirkung der fundamentalen Konstituenten der Materie. Das Prinzip der Eichinvarianz ist ein wichtiges Konzept moderner Feldtheorien, da die Theorien renormierbar sind und daraus berechnete Observablen endlich sind. Die geforderte Invarianz unter lokalen Symmetrietransformationen ist nur dann erfüllbar, wenn zusätzlich zu den Materiefeldern sogenannte Eichfelder eingeführt werden. Diese treten mit der Materie und teilweise auch untereinander in Wechselwirkung. Die Eichfelder, die mit den sogenannten Austauschteilchen identifiziert werden, vermitteln die Wechselwirkung der Materie untereinander. Auf fundamentaler Ebene lässt sich die Theorie auf Fermionen (Leptonen und Quarks mit Spin 1/2), Vektorbosonen (Spin 1) und das Higgs-Teilchen (Spin 0) gründen. Nach dieser Theorie bilden Leptonen und Quarks, die jeweils in drei Familien vorkommen die Grundbausteine der Materie. Die Wechselwirkung zwischen ihnen wird durch Vektorbosonen vermittelt. Durch die Ankopplung an das Higgsfeld erhalten Fermionen und Eichbosonen ihre jeweilige Masse. Eine Zusammenstellung der fundamentalen Bausteine ist in Tabelle 2.1 und 2.2 zu finden.

In der Natur gibt es insgesamt vier fundamentale Wechselwirkungen, wobei die Gravitation für Elementarteilchen so schwach ist, dass sie gegenüber den anderen Wechselwirkungen vernachlässigt werden kann, und im Rahmen des Standardmodells nicht beschrieben wird. Jede der drei im Standardmodell beschriebenen Wechselwirkungen, starke, schwache und elektromagnetische, besitzt eine ihr zugrundeliegende “Ladung”. Diese gibt an mit welcher Stärke das sie tragende Teilchen an der Wechselwirkung teilnimmt. Bei der isolierten Betrachtung der elektromagnetischen Wechselwirkung ist die Ladung die bekannte elektromagnetische Ladung Q der Teilchen. Die quantenmechanische Beschreibung eines geladenen Teilchens $\Psi(x)$ in einem elektromagnetischen Feld, welches durch das elektrische Potential V und das magnetische Vektorpotential $\vec{A}$

gegeben ist, zeigt, dass die Theorie invariant ist unter der kombinierten Transformation,

$$\begin{aligned} \vec{A} \to \vec{A}' &= \vec{A} + \vec{\nabla}\lambda \\ V \to V' &= V - \frac{\partial}{\partial t}\lambda \\ \psi \to \psi' &= e^{ie\lambda(x)}\psi, \end{aligned} \tag{2.1}$$

wobei $\lambda(x)$ eine beliebige skalare Funktion des 4-dimensionalen Ortsvektors x^μ darstellt. Die Transformation, welche hierbei auf die Wellenfunktion ψ angewendet wird, entspricht einer lokalen Phasentransformation. In der Eichtheorie wird diese schon aus der klassischen Elektrodynamik bekannte Eichfreiheit als universelles Prinzip angenommen. Es wird die Forderung gestellt, dass die Theorie der freien Teilchen invariant sein soll gegenüber der lokalen Phasentransformation der Wellenfunktion. Aus dieser sogenannten $U(1)$ Symmetrie ergibt sich die Notwendigkeit ein vektorielles Eichfeld A_μ mit bestimmten Transformationseigenschaften einzuführen. Dieses Eichfeld entspricht den elektromagnetischen Potentialen deren Struktur und Wechselwirkung mit den geladenen Teilchen durch die geforderte Eichsymmetrie eindeutig festgelegt ist. Die in der quantisierten Theorie auftretenden Eichfelder, die sogenannten Vektorbosonen, können im Fall der Quantenelektrodynamik (QED) mit dem Photon identifiziert werden. Sie vermitteln durch ihren Austausch zwischen geladenen Teilchen die Wechselwirkung der Teilchen untereinander.

Fermionen			Q	I	I_3	Y
	Leptonen					
$\begin{pmatrix}\nu_e\\ e^-\end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix}\nu_\mu\\ \mu^-\end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix}\nu_\tau\\ \tau^-\end{pmatrix}_L$	0 -1	$+1/2$	$+1/2$ $-1/2$	-1
e^-_R	μ^-_R	τ^-_R	-1	0	0	-2
	Quarks					
$\begin{pmatrix}u\\ d\end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix}c\\ s\end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix}t\\ b\end{pmatrix}_L$	$+2/3$ $-1/3$	$+1/2$	$+1/2$ $-1/2$	$+1/3$
u_R	c_R	t_R	$+2/3$	0	0	$+4/3$
d_R	s_R	b_R	$-1/3$	0	0	$-2/3$

Tabelle 2.1: *Die fundamentalen Fermionen des Standardmodells und ihre elektroschwachen Quantenzahlen: elektrische Ladung Q, schwacher Isospin I und dritte Komponente I_3 sowie die schwache Hyperladung Y.*

Das in der QED so erfolgreiche Konzept der Eichtheorie wurde ebenso auf die anderen Wechselwirkungen angewendet. Für die starke Wechselwirkung erhält man die Quantenchromodynamik (QCD) als Eichtheorie mit Symmetriegruppe $SU(3)$. Die Ladung der starken Wechselwirkung wird durch die Farbladung repräsentiert. Da die Eichbosonen (Gluonen) ebenfalls Farbe tragen und aneinander koppeln, benötigt man eine nicht-abelsche Eichtheorie auf die hier nicht näher eingegangen wird.

Wechselwirkung	Teilchen	Masse[†] (GeV)
elektromagnetische	Photon	0
schwache	Z^0	91.18 ± 0.0022[‡]
	$W^\pm$	80.42 ± 0.056
starke	Gluon	0

Tabelle 2.2: *Die fundamentalen Bosonen und ihre Massen.*

Um die schwache Wechselwirkung durch eine Eichtheorie zu beschreiben, führt man den schwachen Isospin I und die darauf wirkende Symmetriegruppe $SU(2)$ ein. Da die geladenen schwachen Ströme nur an linkshändige Teilchen (rechtshändige Antiteilchen) koppeln, werden die linkshändigen Fermionen der verschiedenen Generationen wie in Tabelle 2.1 zu sehen ist in Dubletts bezüglich des schwachen Isospins geordnet. Die rechtshändigen Teilchen werden zu Singuletts des schwachen Isospins dargestellt, die somit neutral in Bezug auf die schwache Wechselwirkung sind. Neben geladenen Strömen ($W^\pm$-Austausch) gibt es neutrale Ströme (Z^0-Austausch), die auch an die rechtshändigen Teilchen koppeln. Diese unterschiedliche Eigenschaft wird durch die Vereinheitlichung der schwachen Wechselwirkung mit der elektromagnetischen zur elektroschwachen Theorie verwirklicht. Anstelle der $U(1)$ Phasentransformation der QED wird dabei die Invarianz unter einer $U(1)_Y$ Symmetrie gefordert, die auf den Raum der sogenannten schwachen Hyperladung agiert. Als kombinierte Eichsymmetrie wird die Gruppe $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ verwendet. Der Zusammenhang zwischen der dritten Komponente des Isospins I_3, der schwachen Hyperladung Y und der elektrischen Ladung Q ist in Analogie zur Gell-Mann-Nishijima-Formel gegeben durch:

$$Q = I_3 + \frac{1}{2}Y. \tag{2.2}$$

Die eichinvariante Lagrangedichte der Theorie lässt sich schreiben als

$$\mathscr{L}_{SM} = -\frac{1}{4}\mathbf{G}_{\mu\nu}\mathbf{G}^{\mu\nu} - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \bar{\psi}i\gamma_\mu D^\mu \psi \tag{2.3}$$

mit dem Feldstärketensor $\mathbf{G}_{\mu\nu}$ der $SU(2)_L$-Eichfelder $\mathbf{W}_\mu$, dem Feldstärketensor $F_{\mu\nu}$ des $U(1)_Y$-Eichfeldes B_μ und den kovarianten Ableitungen D_μ, die verschiedene Gestalt für links- bzw. rechtshändige Fermionen annehmen, da nur die linkshändigen an der schwachen Wechselwirkung teilnehmen:

$$D^\mu_L = \partial^\mu + i\frac{g}{2}(\tau W^\mu) + i\frac{g'}{2}B^\mu Y_L \tag{2.4}$$

[†] Es werden im Folgenden die in der Hochenergiephysik üblichen Einheiten mit $\hbar = c = 1$ verwendet.

[‡] Experimentell bestimmte Werte aus [25].

$$D_R^\mu = \partial^\mu + i\frac{g'}{2}B^\mu Y_R \tag{2.5}$$

mit $Y_L = -1, Y_R = -2$, den Pauli-Matrizen τ, der Kopplungskonstante g der schwachen Isospin-Gruppe $SU(2)_L$ und der Kopplungskonstante g' der Hyperladungsgruppe $U(1)_Y$. Die Kombination der Felder

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{s}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2) \tag{2.6}$$

kann mit den geladenen Vektorbosonen $W^\pm$ identifiziert werden. Der geladene Strom beschreibt z.B. den Übergang von einem linkshändigen Elektron in ein linkshändiges Neutrino. Der physikalisch beobachtete neutrale Strom koppelt anders als der geladenen Strom auch an die rechtshändigen Komponenten. Daher kann das dritte Eichfeld W_μ^3 nicht mit dem im Experiment beobachteten Z^0 identifiziert werden. Da die Quantenzahlen von W_μ^3 und denen des Eichfeldes B_μ aus der $U(1)$ Symmetrie in der schwachen Hyperladung und der dem schwachen Isospin übereinstimmen, können diese sich jedoch mischen. Die gemischten Zustände Z_μ und A_μ

$$\begin{aligned} Z_\mu &= W_\mu^3 \cos\theta_W - B_\mu \sin\theta_W \\ A_\mu &= W_\mu^3 \sin\theta_W + B_\mu \cos\theta_W \end{aligned} \tag{2.7}$$

können dann mit dem Z^0 bzw. dem Photonfeld identifiziert werden. Der zu A_μ gehörige Strom wird mit dem elektromagnetischen Strom identifiziert und der dabei auftretende Mischungswinkel $\sin\theta_W$ wird als Weinbergwinkel bezeichnet. Dieser geht als freier Parameter in die Theorie ein. Dabei erhält man die Beziehung zwischen der Ladung e und den Kopplungstärken g und g': $e = g\sin\theta_W = g'\cos\theta_W$.

Das Prinzip der lokalen Eichinvarianz funktioniert bestens für die starke und elektromagnetische Wechselwirkung, da Eichfelder masselos sein müssen und explizite Massenterme in der Lagrangedichte die Eichinvarianz brechen würden. Die in der Natur beobachteten Z^0- und $W^\pm$-Bosonen haben jedoch eine sehr große Masse. Mit Hilfe des Higgs-Mechanismus kann die Eichtheorie derart erweitert werden, dass sie auch für massive Eichfelder Gültigkeit behält. Die Massenterme lassen sich generieren, indem zwei weitere komplexe skalare Felder einführt werden, die ein $SU(2)$-Dublett bilden.

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix} \qquad (I = 1/2,\ Y = 1) \tag{2.8}$$

Die eichsymmetrische Lagrangedichte ist durch die Terme

$$\begin{aligned} \mathscr{L}_{Higgs} &= (D_\mu\Phi)^\dagger(D^\mu\Phi) - V(\Phi^\dagger,\Phi) && (2.9) \\ \text{mit} \quad V(\Phi^\dagger,\Phi) &= -\mu^2\Phi^\dagger\Phi + \lambda^2(\Phi^\dagger\Phi)^2 && (2.10) \end{aligned}$$

gegeben, wobei D_μ wieder der kovarianten Ableitung (2.4) entspricht. Das Selbstwechselwirkungspotential wird so gewählt, dass das neutrale Feld einen nicht verschwindenden Vakuumerwartungswert v erhält. Obwohl die gesamte Lagrangedichte immer noch die $SU(2)_L \times U(1)_Y$ Symmetrie erfüllt, besitzt der Grundzustand nicht mehr die Symmetrie der Grundgleichung. Dies wird als spontane Symmetriebrechung bezeichnet.

Durch das neue komplexe Dublett entstehen zusätzlich 4 neue Freiheitsgrade. Drei dieser Freiheitsgrade (masselose Goldstone-Bosonen) ergeben durch geeignete Eichtransformation die longitudinale Polarisation der drei Eichbosonen (W^+, W^-, Z^0), die nun Masse besitzen. Dies zeigt sich dadurch, dass sich durch entsprechende Wahl der Eichung drei der skalaren Felder aus der Theorie entfernen lassen. Der vierte Freiheitsgrad resultiert in einem physikalischen Teilchen, dem Higgs-Teilchen, welches somit von der Theorie zwingend gefordert wird.

Bisher konnte das Higgs-Boson noch nicht experimentell nachgewiesen werden, auch wenn es erste Anzeichen für die Existenz bei einer Masse von 115 GeV von den LEP-Experimenten gab [26]. Die Kombination aller vier LEP-Experimente ergab eine untere Grenze für die Higgs-Masse von 114.1 GeV mit 95% Konfidenzniveau [27]. Indirekt erhält man den Bereich für mögliche Higgs-Massen durch Anpassungen an die Präzisionsmessungen der elektroschwachen Parameter. Diese Anpassung favorisiert den Bereich von $m_{\mathrm{H}} = 88^{+53}_{-33}$ GeV, was einer obere Grenze von 196 GeV mit 95% Konfidenzniveau entspricht.

Im Standardmodell ist das Higgs-Teilchen ebenfalls für die Massen der Quarks und Leptonen verantwortlich. Die Fermionen werden anfangs als masselos angenommen, dann werden die Massen über Yukawa-Kopplungen an das Higgs-Teilchen generiert. Mit $q^0_L(q^0_R)$ als links- bzw. rechtshändiger schwacher Quark-Eigenzustand kann die allgemeinste renormierbare Quark-Higgs-Kopplung gebildet werden:

$$\mathscr{L}_{Mass} \sim \frac{v}{\sqrt{2}}[\bar{u}^0_{L_i} h^u_{ij} u^0_{R_j} + \bar{d}^0_{L_i} h^d_{ij} u^0_{R_j} +] + h.c. \tag{2.11}$$

mit dem Vakuumserwartungswert v und den 3x3 Kopplungsmatrizen h^u_{ij} welche die Massenmatrizen (M) der Up- und Down-Quarks bilden.

$$M_u = \frac{v}{\sqrt{2}} h^u, \qquad M_d = \frac{v}{\sqrt{2}} h^d. \tag{2.12}$$

Die Massenmatrizen können durch eine unitäre Transformation diagonalisiert werden,

$$M^{diag}_u = U^\dagger_L M_u U_R = \begin{pmatrix} m_u & 0 & 0 \\ 0 & m_c & 0 \\ 0 & 0 & m_t \end{pmatrix} \tag{2.13}$$

und erhält auf der Diagonalen die Quarkmassen m_i. Die Wechselwirkungs-Lagrangedichte kann nun mit den Masse-Eigenzuständen $u_L = U^\dagger_L u^0_L$ geschrieben werden:

$$\mathscr{L}_{Mass} \sim \bar{u}_L M^{diag}_u u_R + \bar{d}_L M^{diag}_d d_R + h.c. \tag{2.14}$$

Die Higgs-Quark Yukawa-Kopplungen sind diagonal in der physikalischen Basis. Eine Konsequenz des Standardmodells, in dem es nur ein Higgs-Dublett gibt. Betrachtet man den geladenen Strom (cc) in der schwachen Basis, so erhält man folgende Lagrangedichte:

$$\mathscr{L}_{cc} \sim \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{u}^0_L \gamma_\mu d^0_L W^\mu + h.c. \tag{2.15}$$

Diese kann ebenfalls in die physikalische Massenbasis transformiert werden und erhält:

$$\mathscr{L}_{cc} \sim \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{u}_L \gamma_\mu U^\dagger_L D_L d_L W^\mu + h.c. \tag{2.16}$$

Das Produkt $U_L^\dagger D_L$ ist die Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) Mischungsmatrix. Da es keinen rechtshändigen geladenen Strom im Standardmodell gibt, existiert folglich keine analoge rechtshändige schwache Mischungsmatrix.

Die Quarks des schwachen Isospin $SU(2)_L$-Dubletts sind also nicht mit den Masseneigenzuständen der Quarks identisch. Die Masseneigenzustände der Quarks einer bestimmten Ladung erhält man durch die Transformation mit einer unitären Matrix aus den schwachen Eigenzuständen.

$$\begin{pmatrix} \mathrm{d}' \\ \mathrm{s}' \\ \mathrm{b}' \end{pmatrix}_L = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \mathrm{d} \\ \mathrm{s} \\ \mathrm{b} \end{pmatrix}_L \tag{2.17}$$

Worin V_{ud} zum Beispiel die Kopplung des u an das d (d→u+W$^-$) näher bestimmt. Die Kopplung zwischen den Quarks mit der Ladung -1/3, Quarks mit der Ladung 2/3 und dem W-Boson ist durch die unitäre Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) Mischungsmatrix gegeben. Diese Matrix kann mit drei reellen und einem imaginären Parameter parametrisiert werden. Es wird angenommen, dass der imaginäre Parameter für die CP-Verletzung im SM verantwortlich sein kann. Die einzelnen Einträge der Matrix müssen experimentell bestimmt werden. Dies geschieht meist durch die schwachen Zerfälle der relevanten Quarks, oder in einigen Fällen durch tiefinelastische Neutrino-Streuung. Man erhält die folgenden 90% Konfidenzniveau-Intervalle der Matrixelemente [25].

$$V_{\mathrm{CKM}} = \begin{pmatrix} 0.9742-0.9757 & 0.219-0.226 & 0.002-0.005 \\ 0.219-0.225 & 0.9734-0.9749 & 0.037-0.043 \\ 0.004-0.014 & 0.035-0.043 & 0.9990-0.9993 \end{pmatrix} \tag{2.18}$$

Auffallend ist, dass die CKM-Matrix ähnlich der Einheitsmatix ist. Die Mischung zwischen der ersten und der dritten Generation ist am kleinsten, aber auch die Mischung zwischen der zweiten und der dritten Generation ist deutlich kleiner als zwischen der ersten und der zweiten Generation.

Betrachtet man den neutralen Strom (*neutral current*), so sind die Kopplungen der physikalischen Quarks an das Z^0-Boson diagonal bezüglich des Quarktyps. Für den Z^0-Austausch erhält man folgende Lagrangedichte:

$$\mathscr{L}_{nc} \sim \frac{g}{\cos\theta_W}(I_3 - Q\sin^2\theta_W)\bar{u}\gamma_\mu u Z^\mu \ . \tag{2.19}$$

Auf Born-Niveau existieren im Standardmodell keine FCNC-Prozesse. Dies wird in den nächsten Kapiteln näher diskutiert.

Das Standardmodell wurde experimentell ausgiebig getestet, wobei alle experimentellen Daten gut mit den theoretischen Voraussagen übereinstimmen. Die Struktur von drei Quark- und Lepton-Generationen zusammen mit den Eichbosonen ist bestens bestätigt. Der einzige noch fehlende fundamentale Parameter ist die Entdeckung des Higgs-Teilchens und die Bestimmung der Higgs-Masse.

Trotz des herausragenden Erfolges des Standardmodells, die Wechselwirkungen der Elementarteilchen zu beschreiben, wird davon ausgegangen, dass es sich mit dem SM nicht um die ultimative fundamentale Theorie handelt. Einer der Hauptgründe ist, dass die vierte Grundkraft, die Gravitation, bisher noch nicht in der selben Art und Weise quantisiert worden ist, und in das SM integriert wurde. Dies und viele weitere Gründe geben Anlaß dazu, dass es neue Physik jenseits des SM zu geben scheint. Wenn es eine neue Theorie gibt, die den Mechanismus der elektroschwachen Symmetriebrechung erklärt, sollten Effekte der übergeordneten neuen Theorie nicht allzuweit entfernt von der Energieskala ($\mathscr{O}$) 1 TeV auftreten.

2.2 Flavour-ändernde neutrale Ströme im Standardmodell

Die Suche nach FCNC-Prozessen bietet eine sehr gute Möglichkeit das Standardmodell zu testen. Im SM gibt es keine FCNC-Kopplungen auf Born-Niveau. Die Kopplungen an die neutralen Eichbosonen sind *Flavour*-diagonal. Da in der Massenbasis auch die Kopplung an das physikalische Higgs-Teilchen diagonal sind (die Massenbasis ist gerade durch Diagonalisierung der Yukawa-Kopplungen definiert), sind auch keine FCNC-Prozesse durch Higgs-Austausch auf Born-Niveau möglich. FCNC-Prozesse sind innerhalb des SM nur über Schleifendiagramme, also Prozesse höherer Ordnung, möglich. In der Störungstheorie sind diese Schleifendiagramme (wie z.B. Box- oder Pinguin-Diagramme) unterdrückt und somit selten und sensitiv auf neue Physik. Im Fall eines FCNC-Übergangs von Down-artigen-Quarks (d,s,b), mit der Ladung -1/3 laufen die Up-artigen Quarks (u,c,t) mit der Ladung 2/3 in der Schleife. Wären die Massen der intermediären Quarks alle gleich, würden sich die Beiträge aufgrund der Unitarität der CKM-Matrix herauskürzen, bekannt als Glashow, Iliopoulos und Maiani Mechanismus (GIM) [28]. Dies zeigt, dass FCNC-Prozesse auch auf Schleifen-Niveau unterdrückt sind, wenn sich die Massen der intermediären Quarks nur geringfügig unterscheiden. Mit der Folge, dass die intermediären Quarks mit größerer Masse höhere FCNC-Raten haben, solange ihre Mischung mit den externen Quarks nicht stark unterdrückt ist. Bisher sind experimentell nur die Übergänge s → d und b → s bestätigt. Die typischen Größenordnungen für FCNC-Verzweigungsverhältnisse für verschiedene Mesonen/Quark-Systeme innerhalb des Standardmodells sind in Tabelle 2.3 dargestellt.

Meson/Quark	Verzweigungsverhältnis
K/s	10^{-10} – 10^{-8}
D/c	10^{-18} – 10^{-10}
B/b	10^{-8} – 10^{-4}
t	10^{-12} – 10^{-9}

Tabelle 2.3: *Typische Größenordung für FCNC-Verzweigungsverhältnisse innerhalb des Standardmodells [29].*

Wie erwartet ergibt sich das größte FCNC-Verzweigungsverhältnis für das B-Meson-System aufgrund der sehr großen Massendifferenz innerhalb der Up-artigen Quarks und der diagonalen Struktur der CKM-Matrix. Die Verzweigungsverhältnisse für die Up-artigen Quarks (c,t) sind sehr stark durch den GIM-Mechanismus unterdrückt. Die Beiträge zur Zerfallsbreite des FCNC-Prozesses $Q \to q\gamma$ kann man wie folgt schreiben[*]:

$$\Gamma = \frac{\alpha G_F^2}{128\pi^4} m_Q^5 \left| \sum_i \lambda_i F(x_i) \right|^2 \tag{2.20}$$

mit $Q = (c,b)$, $x_i = (m_{q_i}/M_W)$ und der Integration über die Schleifenbeiträge $F(x_i)$ der internen Quarks i. Die CKM-Faktoren sind $\lambda_i = V_{ci}^* V_{ui}$ für den Prozess $c \to u\gamma$ und $\lambda_i = V_{ib}^* V_{is}$ für den Prozess $b \to s\gamma$. Die numerischen Werte sind in Tabelle 2.4 dargestellt. An diesem Beispiel ist deutlich zu sehen, dass für den Zerfall $c \to u\gamma$ alle Beiträge sehr klein sind. Wohingegen beim Zerfall $b \to s\gamma$

---

[*] QCD-Korrekturen, welche die Zerfallsbreiten um bis zu 5 Größenordnungen verschieben können sind hier nicht berücksichtigt [30].

der Betrag vom schweren Top-Quark in der Schleife dominiert, solange ihre Mischung mit den externen Quarks (d.h. die CKM-Matrix-Elemente) nicht stark unterdrückt sind.

	i	$F(x_i)$	$\lambda_i F(x_i)$
$c \to u\gamma$	d	1.6×10^{-9}	3.4×10^{-10}
	s	2.9×10^{-7}	6.3×10^{-8}
	b	3.3×10^{-4}	3.2×10^{-8}
$b \to s\gamma$	u	2.3×10^{-9}	1.3×10^{-12}
	c	2.0×10^{-4}	7.3×10^{-6}
	t	0.4	1.6×10^{-2}

Tabelle 2.4: *Anteile am FCNC-Zerfall $Q \to q\gamma$ [30].*

2.3 Das Top-Quark

Das Top-Quark, das im Jahre 1995 am Fermilab entdeckt wurde [4, 5, 31], bestätigte und vervollständigte das Bild von drei Generationen im Standardmodell. Es wird oft angenommen, dass das Top-Quark aufgrund seiner großen Masse eine Sonderstellung in der Teilchenphysik einnimmt. So können die Eigenschaften des Top-Quarks dazu beitragen die Natur der elektroschwachen Symmetriebrechung zu verstehen. Es könnte jedoch auch Einblicke in neue Wechselwirkungen bei höheren Energieskalen bieten. Der aktuell genaueste Wert für die Masse des Top-Quarks ist die Kombination aus den direkten Messungen von CDF und D0 und ergibt einen Wert von [25]:

$$m_\mathrm{t} = 174.3 \pm 5.1 \text{ GeV} \tag{2.21}$$

Weiterhin lässt sich die Masse des Top-Quarks auch indirekt über eine statistische Anpassung an die elektroschwachen Parameter bestimmen. Hierbei ergibt sich ein Wert von $168.2^{+9.6}_{-7.4}$ GeV [25], in guter Übereinstimmung mit dem direkt gemessenen Wert. Innerhalb der elektroschwachen Theorie ist die Masse der Fermionen durch die Skala der elektroschwachen Symmetriebrechung $v \approx 250$ GeV und durch die Yukawa-Kopplung gegeben.

$$m_f = \frac{\zeta_f v}{\sqrt{2}} \approx (176 \text{ GeV}) \cdot \zeta_f \tag{2.22}$$

Die Yukawa-Kopplung des Top-Quarks beträgt $\zeta_f \approx 1$, was die Frage aufwirft: Nimmt das Top-Quark eine Sonderstellung im Standardmodell ein, oder ist es nur ein normales Fermion mit einer Masse von der Größenordnung der elektroschwachen Skala?

Im Standardmodell ist der Zerfall $\mathrm{t} \to \mathrm{bW}$ der dominante Zerfallskanal. Die Breite des Top-Quarks lässt sich wie folgt berechnen (für QCD-Korrekturen siehe [32, 33]):

$$\Gamma_\mathrm{t} = \frac{G_F}{8\pi\sqrt{2}} |V_\mathrm{tb}^2| m_\mathrm{t}^3 \left(1 - \frac{M_\mathrm{W}^2}{m_\mathrm{t}^2}\right) \left(1 + \frac{M_\mathrm{W}^2}{m_\mathrm{t}^2} - 2\frac{M_\mathrm{W}^4}{m_\mathrm{t}^4}\right) \tag{2.23}$$

≈ 1.5 GeV, was einer Lebensdauer von $\tau_\mathrm{t} \approx 0.4 \times 10^{-24}$ s entspricht und im Vergleich zur typischen "Confinement" Zeit-Skala von $1/\Lambda_\mathrm{QCD} \approx 1 \times 10^{-24}$ s kurz ist. Dies hat zur Folge, dass das Top-Quark zerfällt bevor es hadronisieren kann und gebundene Zustände mit Top-Quarks als Konstituenten gebildet werden können. Die Eigenschaften des Top-Quarks können daher direkt vermessen werden ohne nicht-perturbative QCD-Effekte in gebundenen Systemen zu berücksichtigen.

Die Raten für andere direkte Zerfallskanäle im SM sind um mehrere Größenordnungen unterdrückt. Die zweithäufigsten Zerfälle sind die Cabibbo-Kobayashi-Maskawa nicht-diagonal Zerfälle $\mathrm{t} \to \mathrm{sW}$ und $\mathrm{t} \to \mathrm{dW}$. Unter Verwendung von $|\mathrm{V_{ts}}| \simeq 0.04$ und $|\mathrm{V_{td}}| \simeq 0.01$ ergeben sich folgende Verzweigungsverhältnisse:

$$\mathrm{Br}(\mathrm{t} \to \mathrm{sW}) \approx 1.6 \times 10^{-3} \qquad \mathrm{Br}(\mathrm{t} \to \mathrm{dW}) \approx 1 \times 10^{-4} \tag{2.24}$$

2.3.1 FCNC für Top-Quarks innerhalb des Standardmodells

Im Bereich der leichten Quarks existieren strenge experimentelle und theoretische Grenzen für FCNC-Prozesse. Die Vorhersagen innerhalb des SM für FCNC-Prozesse im Bereich des Top-Quarks sind extrem unterdrückt aufgrund der sehr kleinen CKM-Matrix-Elemente (3.Spalte bzw. Zeile von (2.18)) und der geringen Massen der Down-artiger-Quarks innerhalb der Schleife. Erweiterungen des SM könnten jedoch neue Teilchen haben, die durch zusätzliche Schleifenbeiträge, oder durch neue anomale Kopplungen FCNC-Prozesse erlauben. Schon der geringste experimentelle Hinweis auf FCNC-Prozesse im Bereich des Top-Quarks würde auf neue Physik jenseits des Standardmodells hindeuten. Der FCNC-Zerfall des Top-Quarks $\mathrm{t} \to \mathrm{Vc(u)}$, mit $\mathrm{V}=\mathrm{Z},\gamma,\mathrm{g}$[†] ist im SM von der Größenordnung 10^{-12} [34, 35] (siehe Tabelle 2.5). Die Verzweigungsverhältnisse in Tabelle 2.5 sind bezüglich des im Standardmodell dominanten Zerfallsprozesses definiert:

$$\mathrm{Br}(\mathrm{t} \to \mathrm{cV}) = \frac{\Gamma(\mathrm{t} \to \mathrm{Vc})}{\Gamma(\mathrm{t} \to \mathrm{Wb})} \tag{2.25}$$

mit den Bosonen $\mathrm{V}=\mathrm{Z}^0$, γ.

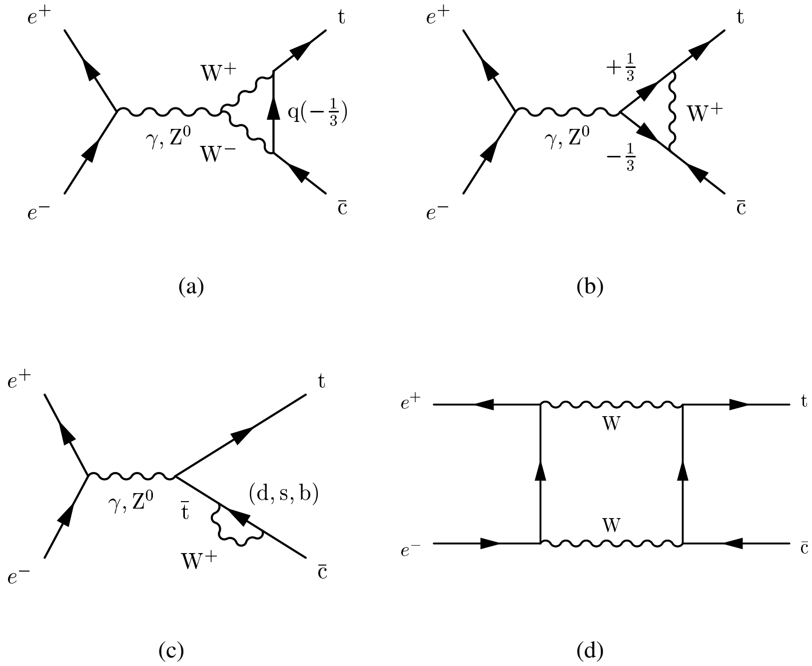
Neben der Untersuchung von FCNC-Zerfällen besteht noch die Möglichkeit FCNC-Prozesse in der Produktion in $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^-$-Beschleunigern zu untersuchen. In dieser Arbeit wurde nach dem bei LEP kinematisch möglichen Prozess

$$\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \to \mathrm{t\bar{c}} \quad \text{bzw.} \quad \mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \to \mathrm{t\bar{u}}^{\ddagger} \tag{2.26}$$

gesucht. Dieser Prozess ist im SM nur über Diagramme höherer Ordnung möglich (siehe Abbildung 2.1) [36]. Bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s}$=200 GeV erhält man innerhalb des SM einen totalen Wirkungsquerschnitt von 1.8×10^{-12} pb (siehe Abbildung 2.2).

[†] Auf den Zerfall $\mathrm{t} \to \mathrm{cg}$ wird in dieser Arbeit nicht näher eingegangen.

[‡] Im Weiteren werden die ladungskonjugierten Prozesse $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \to \mathrm{\bar{t}c}$ bzw. $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \to \mathrm{\bar{t}u}$ impliziert.



(a) (b)

(c) (d)

Abbildung 2.1: *Feynman-Diagramme für die Reaktion* $e^+e^- \to t\bar{c}$ *innerhalb des Standardmodells.*

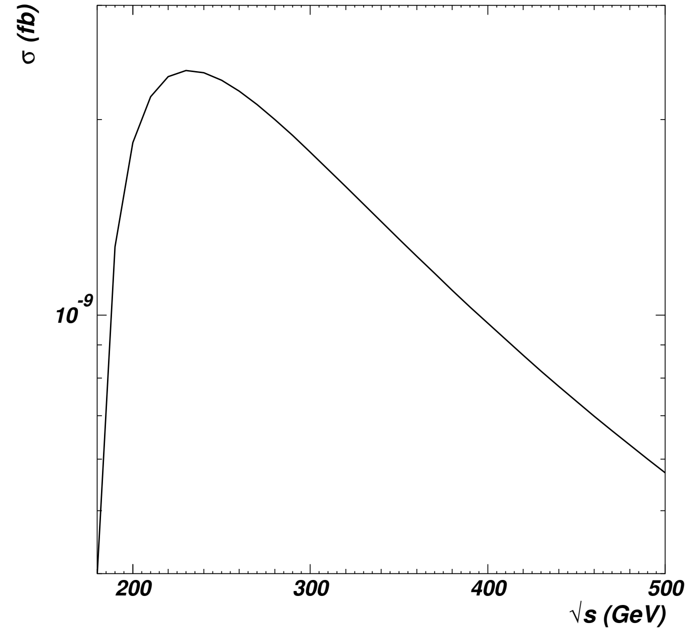


Abbildung 2.2: *Totaler Wirkungsquerschnitt für die Reaktion* $e^+e^- \to t\bar{c}$ *innerhalb des Standardmodells als Funktion der Schwerpunktsenergie* $\sqrt{s}$ *[36].*

2.4 Beschreibung von FCNC-Prozessen jenseits des Standardmodells

Das Standardmodell hat sich bei den bisher untersuchten Energien experimentell bestens bestätigt. Aus theoretischer Sicht jedoch steht das SM aber auf einem unsicheren Fundament. Sowohl analytische Rechnungen [37, 38], als auch numerische Gitterrechnungen [39] deuten darauf hin, dass eine konsistente skalare Theorie sich niederenergetisch wie eine wechselwirkungsfreie Theorie verhält, d.h., die renormierte Vier-Skalar-Kopplung verschwindet bei jeder endlichen Energieskala, die Theorie ist "trivial" [40]; folglich kann das Standardmodell mit skalarem Higgs-Sektor nur eine effektive Theorie sein, die auf hoher Energieskala in eine umfassendere Theorie eingebettet ist. Weiterhin sind skalare Felder vor allem aufgrund der in Strahlungskorrekturen auftretenden quadratischen Divergenzen problematisch. Bei der Einbettung des SM in eine umfassendere Theorie bei einer Skala Λ impliziert die quadratische Divergenz jedoch für die Higgs-Skalare eine natürliche Massenskala Λ^2, die durch eine unnatürliche Feinabstimmung von Parametern ("Fine-tuning") umgangen werden kann. Spätestens bei der Planck-Skala $M_{PL} = 10^{19}$ GeV wird eine solche Einbettung erforderlich. Die Separation der Planck-Skala von der elektroschwachen Skala bedeutet dann eine Feinabstimmung auf 1: 10^{34} zu jeder Ordnung Störungstheorie. Dies wird als das "Hierarchieproblem" bezeichnet.

Die umfassende Theorie, die ab einer Energieskala Λ neue physikalische Phänomene beinhaltet, könnte sich als erstes durch nicht-SM-Produktion oder -Zerfälle des Top-Quarks bemerkbar machen [41]. Erweiterungen des Standardmodells können diese Probleme durch neue zusätzliche Symmetrien und der Produktion neuer Teilchen ab einer neuen Energieskala von ca. 1 TeV zulassen (SUSY). Es könnte jedoch sein, dass die neue Physik darin besteht, dass man anstelle der Produktion neuer Teilchen bei der Energie Skala von 1 TeV feststellt, dass Teilchen, die bisher als elementar galten, Struktur aufweisen (Technicolor, Compositeness).

Prinzipiell unterscheidet man zwischen zwei verschiedenen Ansätzen um FCNC-Prozesse jenseits des Standardmodells zu beschreiben: entweder gibt es ein konkretes Modell, oder es wird ein möglichst modellunabhängiger[§] Weg gewählt. Man parametrisiert eine effektive Lagrangedichte um nicht-SM-Wechselwirkungen möglichst allgemein zu beschreiben. Für das Verzweigungsverhältnis $\mathrm{Br}(\mathrm{t} \to \mathrm{Zc})$ existieren zahlreiche numerische Berechnungen innerhalb verschiedener Standardmodell-Erweiterungen wie das zwei Higgs-Dublett-Modell, Technicolor oder SUSY. In Tabelle 2.5 sind die numerischen Vorhersagen für die Verzweigungsverhältnisse und für den Wirkungsquerschnitt $\sigma(\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \to \mathrm{t}\bar{\mathrm{c}})$ bei LEP2-Energien für verschiedene Standardmodell Erweiterungen zusammengefasst. Die Wirkungsquerschnitte für die FCNC-Produktion einzelner Top-Quarks können innerhalb extremer Modelle im Vergleich zum SM bis zu 10 Größenordnungen größer werden.

2.4.1 Modellunabhängiger Ansatz

Die Idee der effektiven Lagrangedichte besteht darin, dass sich alle Prozesse unterhalb einer Energie Λ, der Skala der "neuen Physik", durch effektive Operatoren aus den Feldern beschreiben lassen, die bei Massen unterhalb von Λ auftreten. Diese Operatoren müssen die Symmetrieeigenschaften der Niederenergie respektieren. Für $\Lambda \to \infty$ gehen diese Theorien in das Standardmodell über, die Effekte der Niederenergietheorie ($E \ll \Lambda$) können durch Korrekturen mit Potenzen von

---

[§] Als modellunabhängig wird im Folgenden die Parametrisierung mit einer effektiven Lagrangedichte bezeichnet (siehe Kapitel 2.4.1).

Tabelle 2.5: *Numerische Vorhersagen für die FCNC-Wirkungsquerschnitte* $\sigma(\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{t\bar{c}})$*, die Verzweigungsverhältnisse* $\mathrm{Br}(\mathrm{t} \to \mathrm{c}\gamma)$ *und* $\mathrm{Br}(\mathrm{t} \to \mathrm{cZ})$ *innerhalb des SM, der Erweiterung des SM auf zwei Higgs-Dubletts (2HDM), minimal supersymmetrisches Standardmodell (MSSM) mit QCD und Chargino Beiträgen, "one generation technicolor" (OGTC), "top-color-assisted multiscale technicolor" (TOPCMTC), SUSY mit R-Paritätsverletzung und der Erweiterung des SM mit exotischen Quarks.*

Modell	$\sigma(\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{t\bar{c}})$ ($\sqrt{s}$=200GeV)	Br(t→ cγ)	Br(t→ cZ)
SM [36]	$\simeq 10^{-12}$ pb	5×10^{-12}	$\simeq 10^{-13}$
2HDM(I/II/III) [42,43]		$\simeq 10^{-11}/10^{-9}/10^{-7}$	$\simeq 10^{-11}/10^{-10}/10^{-6}$
MSSM(QCD,Chargino) [44]		$\simeq 10^{-8}$	$\simeq 10^{-9}$
MSSM [45,46]		$\simeq 10^{-8}$	$\simeq 10^{-8}$
OGTC [47]		$\simeq 10^{-8}$	$\simeq 10^{-7}$
TOPCMTC [48]		$\simeq 10^{-7}$	$\simeq 10^{-6}$
SUSY($\not{R}$) [49,50]	$\simeq 10^{-3}$-10^{-2} pb	$\simeq 10^{-5}$	$\simeq 10^{-4}$
Exotische Quarks [51]		$\simeq 10^{-5}$	$\simeq 10^{-2}$
Dynamische [52] Symmetriebrechung	$\simeq 10^{-2}$-10^{-1} pb		

$1/\Lambda$ ausgedrückt werden.

Der Vorteil des modellunabhängigen Ansatzes liegt in seiner Allgemeingültigkeit. So kann mit der effektiven Lagrangedichte die allgemeingültigste Parametrisierung einer drei Punktwechselwirkung beschrieben werden. Es wird angenommen, dass die Skala Λ weit von der Fermi-Skala entfernt ist. Mit dieser Annahme ist der Übergang zu niedrigen Energien mit der Theorie der Standardmodell Lagrangedichte konsistent, plus zusätzlicher Korrekturen durch eine Serie von effektiven Operatoren $\mathcal{O}_i$, die durch SM-Felder ausgedrückt werden. Die jeweilige Größe dieser Korrekturen trägt mit der Kopplungsstärke α_i[¶] zur Wechselwirkung bei. Diese Beiträge der Operatoren höherer Ordnung n sind um den Faktor $1/\Lambda^n$ unterdrückt. Die neue effektive Lagrangedichte lässt sich als SM-Lagrangedichte mit Korrekturen schreiben:

$$\mathscr{L}_{eff} = \mathscr{L}_{SM} + \Delta\mathscr{L}_{eff} = \mathscr{L}_{SM} + \sum_{n=5}^{\infty} \frac{1}{\Lambda^{n-4}} \sum_i \alpha_i \mathcal{O}_i^n \ , \tag{2.27}$$

wobei jeder der Operatoren $\mathcal{O}_i$ die Eichsymmetrie des Standardmodells berücksichtigt. Für die dominierenden Effekte sind die Operatoren der niedrigsten Ordnung verantwortlich. Die effektive Lagrangedichte mit den neuen anomalen Top-Quark-Kopplungen an das γ, Z^0 und an das c-Quark lässt sich, nachdem sie zur Standardmodell-Lagrangedichte addiert wurde, und nach der spontanen Symmetriebrechung, wie folgt schreiben [53, 54]:

$$\begin{aligned}\mathscr{L} \quad = \quad & e\bar{t}\frac{i\sigma_{\mu\nu}q^{\nu}}{\Lambda}(\kappa_{\gamma} - i\tilde{\kappa}_{\gamma}\gamma_5)cA^{\mu} \\ & + \frac{g}{2\cos\theta_W}\bar{t}\left[\gamma_{\mu}(v_Z - a_Z\gamma_5) + \frac{i\sigma_{\mu\nu}q^{\nu}}{\Lambda}(\kappa_Z - i\tilde{\kappa}_Z\gamma_5)\right]cZ^{\mu} + h.c.,\end{aligned} \tag{2.28}$$

[¶] Bei den α_i handelt es sich um die neuen Kopplungsparameter.

mit dem magnetischen (κ) und dem elektrischen Dipol-Formfaktor ($\tilde{\kappa}$) für das γ und Z^0. Diese effektive Lagrangedichte enthält γ_μ Terme der Dimension 4 (anomale Vektor-Axialvektor-Kopplung an das Z^0) und $\sigma_{\mu\nu}$ Terme der Dimension 5 (anomale Dipol-Kopplung an das Z^0 und γ), die sich aus den Operatoren der Dimension 5 und 6 nach der spontanen Symmetriebrechung ergeben.

Im Weiteren wird für die gesamte Arbeit die Darstellung aus Referenz [55] verwendet, wobei es sich um eine leicht vereinfachte Darstellung von (2.28) handelt. Die elektrischen Dipol-Formfaktoren $\tilde{\kappa}$ sind CP verletzend und werden vernachlässigt. Die Terme der Dimension 5 (σ-Terme) sind bei niedrigen Impulsüberträgen, wie dem Top-Quark-Zerfall oder der Top-Quark-Produktion bei LEP-Energien, gegenüber den Termen der Dimension 4 (γ-Terme) unterdrückt. Dies ist an den berechneten Beispielen in Tabelle 2.6 zu sehen. Die Terme der Dimension 5 spielen erst bei der Top-Produktion für höhere Schwerpunktsenergien eine wichtige Rolle, aufgrund des hohen Impulsübertrages (q^ν); dies wird sich im Ausblick auf zukünftige Experimente in Kapitel 8 zeigen. Die magnetische Dipol-Kopplung (σ-Term) an das Z^0-Boson ist im Vergleich zur Vektor-Axialvektor-Kopplung (γ-Term) an das Z^0-Boson unterdrückt (siehe Kapitel 2.4.2), und wird daher nicht berücksichtigt [56]. Die anomale Vektor- und Axialvektor-Kopplung wird im Folgenden nicht mehr mit $v_Z - a_Z$ bezeichnet, sondern mit κ_Z um konsistent mit den anderen LEP-Experimenten zu sein[‖]. Verwendet man die Notation aus Referenz [55, 57], so erhält man folgende anomalen Vertizes:

$$\begin{aligned}
\Gamma^{\gamma}_{\mu} &= \kappa_\gamma \frac{e e_q}{\Lambda} \sigma_{\mu\nu} \left(g_1 P_l + g_2 P_r \right) q^\nu && (2.29)\\
\Gamma^{Z}_{\mu} &= \kappa_Z \frac{e}{\sin 2\theta_W} \gamma_\mu \left(z_1 P_l + z_2 P_r \right) , && (2.30)
\end{aligned}$$

wobei Λ wiederum die Energieskala für die neue Physik jenseits des SM darstellt, e die elektrische Ladung, $e_q = 2/3$ die Ladung des Top-Quarks ist, θ_W der Weinbergwinkel ist, $\sigma_{\mu\nu} = \frac{1}{2}(\gamma^\mu\gamma^\nu - \gamma^\nu\gamma^\mu)$, und dem Chiralitäts-Projektionsoperatoren $P_{\substack{l\\r}} = \frac{1}{2}(1 \pm \gamma^5)$. Die Parameter κ_γ und κ_Z definieren die Stärke der anomalen Kopplung an das Photon und das Z^0. Die Kopplungen an die rechts- bzw. linkshändigen Komponenten sind mit g_1, g_2 für das Photon und z_1, z_2 für das Z^0 bezeichnet. Es werden folgende Zwangsbedingungen gefordert: $g_1^2 + g_2^2 = 1$, $z_1^2 + z_2^2 = 1$. Weiterhin wird gefordert, dass die Imaginärteile verschwinden sollen ($\mathrm{Im}\,\kappa_\gamma = \mathrm{Im}\,\kappa_Z = \mathrm{Im}\,g_i = \mathrm{Im}\,z_i = 0$) (siehe [57]). Als Wert für die Skala der neuen Physik wird im Folgenden die Top-Quark-Masse ($\Lambda = m_t$) angenommen[**]. Unter Verwendung der Ausdrücke (2.29) und (2.30) für die anomalen Vertizes können die Zerfallsbreiten für den Top-Quark-Zerfall in ein c-Quark und ein Photon bzw. Z^0 berechnet werden [55]:

$$\begin{aligned}
\Gamma(t \to c\gamma) &= \kappa_\gamma^2 \frac{\alpha e_q^2}{4} \left(\frac{m_t^2}{\Lambda^2} \right) m_t, && (2.31)\\
\Gamma(t \to cZ) &= \kappa_Z^2 \frac{\alpha}{8 \sin^2 2\theta_W M_Z^2} m_t^3 \left(1 - \frac{M_{Z^2}}{m_t^2} \right)^2 \left(1 + 2\frac{M_{Z^2}}{m_t^2} \right), && (2.32)
\end{aligned}$$

wobei α die Feinstrukturkonstante und M_Z die Masse des Z^0-Bosons ist. Der totale Wirkungsquerschnitt für den Prozess $e^+e^- \to t\bar{c}$ kann auch mit Hilfe der anomalen Vertizes ausgedrückt

---

[‖] Die HERA-Experimente H1 und ZEUS verwenden die Schreibweise $v_Z - a_Z$ anstelle der bei den LEP üblichen Schreibweise κ_Z

[**] Bei dem Vergleich von existierenden Grenzen auf Kopplungsparameter ist Vorsicht geboten, da einige Veröffentlichungen Λ=1TeV verwenden.

	Top-Zerfallskanal			
	W^+b	$(c+u)\gamma$	$(c+u)Z_\gamma$	$(c+u)Z_\sigma$
FCNC-Kopplung	1	1	1	1
Γ(GeV)	1.56	0.17	2.91	0.14
Br	0.33	0.04	0.61	0.03
FCNC-Kopplung		3×10^{-6}	4×10^{-7}	
Γ_{SM}(GeV)	1.56	8×10^{-12}	2.2×10^{-13}	
$\mathrm{Br}_{\mathrm{SM}}$	1	5×10^{-13}	1.5×10^{-13}	

Tabelle 2.6: *Top-Zerfallsbreite und korrespondierende Verzweigungsverhältnisse für anomale Kopplungen der Stärke 1 und für das Standardmodell (mit m_t=175 GeV, Λ=1 TeV, $\alpha = \frac{1}{128}$) [31]. In der vierten Zeile sind die Werte für anomale Kopplungen dargestellt, welche dieselben Verzweigungsverhältnisse wie im Standardmodell ergeben würden.*

werden. Der Wirkungsquerschnitt lässt sich mit den anomalen Kopplungsparametern κ_Z, κ_γ auf Born-Niveau wie folgt berechnen:

$$
\begin{aligned}
\sigma(e^+e^- \to t\bar{c}) = \frac{\pi\alpha^2}{s}\left(1 - \frac{m_t^2}{s}\right)^2 \Bigg[& \kappa_\gamma^2 \frac{m_t^2}{\Lambda^2} e_q^2 \frac{s}{m_t^2}\left(1 + \frac{2m_t^2}{s}\right) \\
+ \quad \frac{\kappa_z^2(1+a_w^2)(2+\frac{m_t^2}{s})}{4\sin^4 2\theta_W(1-\frac{M_Z^2}{s})^2} & + 3\kappa_\gamma\kappa_z\left(\frac{m_\mathrm{t}}{\Lambda}\right)\frac{a_w e_q(g_1 z_1 + g_2 z_2)}{\sin^2 2\theta_W(1-\frac{M_Z^2}{s})}\Bigg],
\end{aligned}
\tag{2.33}
$$

wobei s die Schwerpunktsenergie quadriert, α die Feinstrukturkonstante, e_q =2/3 und m_t die Ladung bzw. die Masse des Top-Quarks ist, m_Z die Z^0-Boson-Masse und $a_w = 1 - 4\sin^2\theta_W$ mit dem Weinbergwinkel θ_W ist. Die ersten beiden Terme entsprechen dem Austausch eines γ bzw. Z^0, der dritte Term ist der Interferenzterm. Wenn man nur den totalen Wirkungsquerschnitt betrachtet, kann bei LEP nicht zwischen den Beiträgen vom Z^0 oder γ unterschieden werden. Trägt man den Wirkungsquerschnitt für den Z, γ und Interferenzterm getrennt gegen die Schwerpunktsenergie auf, wie in Abbildung 2.4, so ist deutlich zu erkennen, dass der Anteil vom Z^0-Austausch im Bereich der LEP2-Energien dominiert. Der Wirkungsquerschnitt für den Photonenaustausch fällt im Gegensatz zum Z^0-Austausch für hohe Energien nicht mit $1/s$ sondern wird annähernd konstant. Dieses Verhalten wird durch die anomale magnetische Wechselwirkung ($\sigma_{\mu\nu}q^\nu$) beschrieben [53,55].

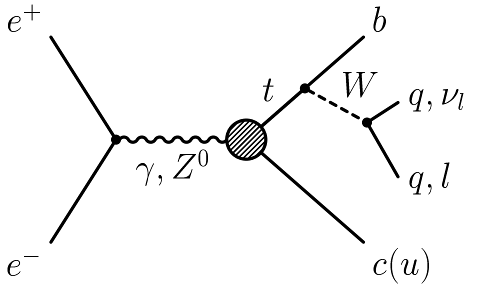


Abbildung 2.3: *Feynman-Diagramm für die Produktion eines einzelnen Top-Quarks mittels anomaler Kopplungsparameter κ_Z, κ_γ.*

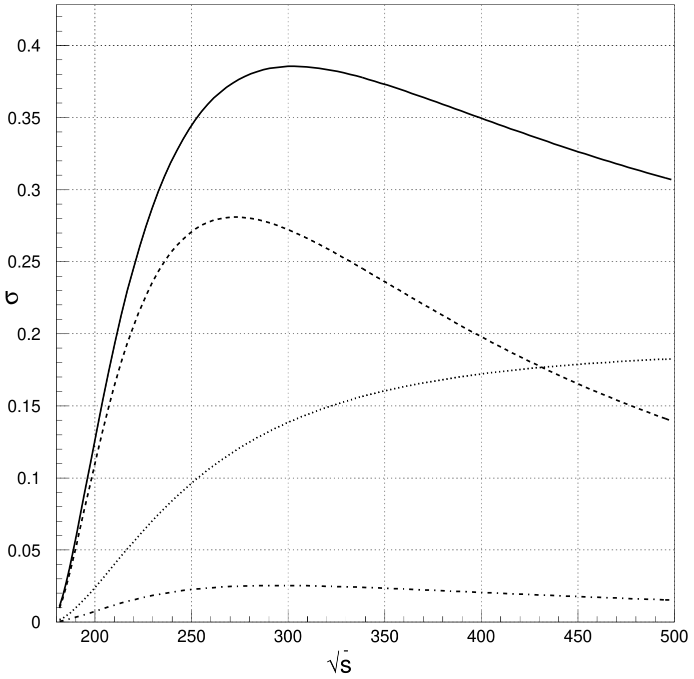


Abbildung 2.4: *Totaler Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit der Schwerpunktsenergie für den Prozess* $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{t\bar{c}}$ *unter Verwendung der anomalen Kopplungsparameter* κ_γ^2*= 0.176 und* κ_Z^2*= 0.533 (siehe Kapitel 2.5.2). Die durchgezogene Linie zeigt den totalen Wirkungsquerschnitt auf Born-Niveau. Die gestrichelte, punktierte und strichpunktierte Linie zeigt die Beiträge vom* Z^0*,* γ *und Interferenzterm [55].*

Die Energieverteilung der primären Quarks hängt nur sehr schwach von der Wahl der Parameter ab. Die Winkelverteilung hingegen hängt von den Parametern ab, was man sich leicht an der Darstellung des differentiellen Wirkungsquerschnitts klarmachen kann [55]:

$$\frac{d\sigma(\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{t\bar{c}})}{d\cos\vartheta} = \frac{3\pi\alpha^2}{8\,s}\left(1 - \frac{m_\mathrm{t}^2}{s}\right)^2 \left[\chi_\gamma + \chi_Z + \chi_{int}\right], \tag{2.34}$$

wobei ϑ der Winkel des t-Quarks ist, bezüglich des Elektrons im Schwerpunktssystem. Die Photonen-, Z^0- und Interferenzterme sehen wie folgt aus:

$$\begin{aligned}
\chi_\gamma &= 2\frac{m_t^2}{\Lambda^2}\kappa_\gamma^2 e_q^2 \frac{s}{m_t^2}\left(1 + \frac{m_t^2}{s}\right)(1 - \lambda\cos^2\vartheta), && (2.35)\\
\chi_Z &= \frac{\kappa_z^2}{2\sin^4 2\vartheta_W\,(1 - \frac{M_Z^2}{s})^2} \\
&\times \left[(1 + a_w^2)(1 + \frac{m_t^2}{s})(1 + \lambda\cos^2\vartheta) - 4a_w(z_1^2 - z_2^2)\cos\vartheta\right], && (2.36)\\
\chi_{int} &= 4e_q\kappa_\gamma\kappa_z\left(\frac{m_\mathrm{t}}{\Lambda}\right)\frac{a_w(g_1z_1 + g_2z_2) - (g_1z_1 - g_2z_2)\cos\vartheta}{\sin^2 2\vartheta_W\,(1 - \frac{M_Z^2}{s})}, && (2.37)
\end{aligned}$$

mit $\lambda = (1 - m_{\mathrm{t}}^2/s)/(1 + m_{\mathrm{t}}^2/s)$. Die Winkelverteilung ist nur sehr schwach vom Photonen- (χ_γ) oder Z^0-Term (χ_Z) abhängig. Die Abhängigkeit der Winkelverteilung kommt hauptsächlich aus dem Interferenzterm (χ_{int}) und den Parametern g_1, g_2 und z_1, z_2 (Formel (2.37), Abbildung 2.5).

Die im Experiment beobachtete Winkelverteilung könnte dann verwendet werden, um die Art der anomalen Kopplung näher zu spezifizieren.

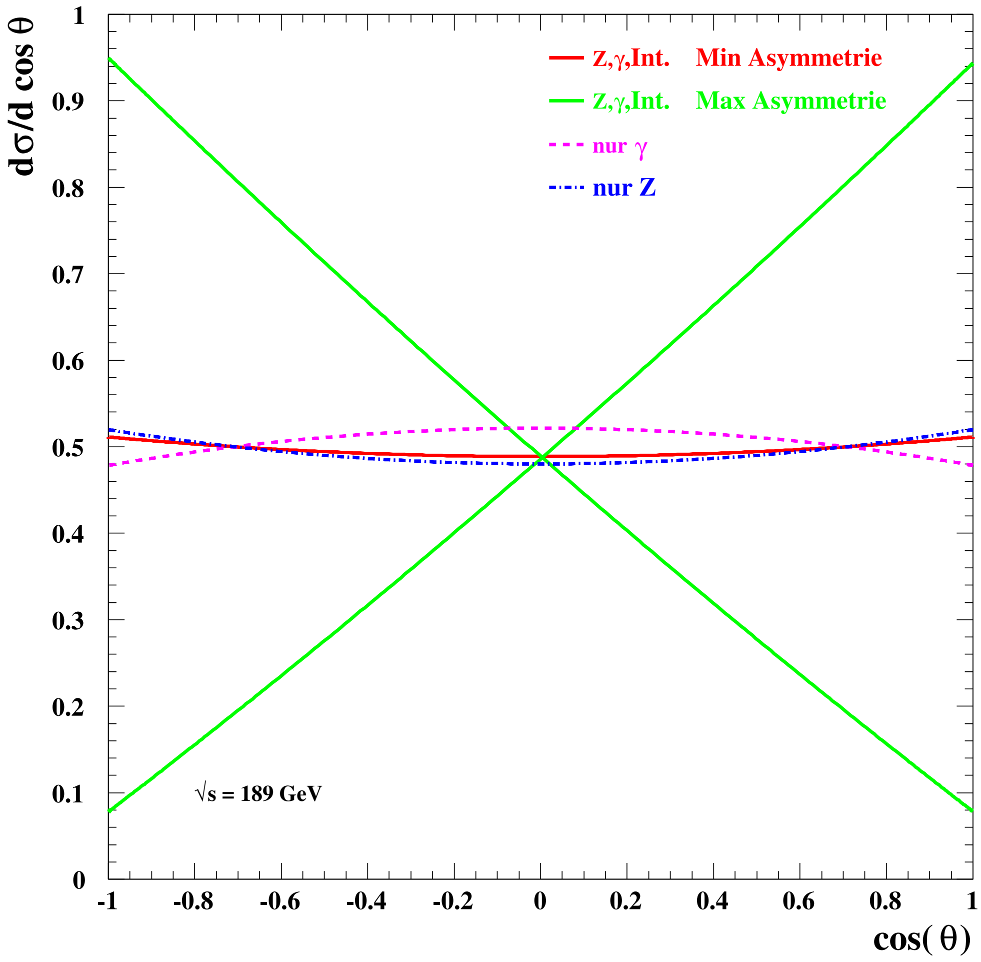


Abbildung 2.5: *Winkelverteilung für das t-Quark bei maximaler Asymmetrie ($g_1 z_1 = -g_2 z_2$) und minimaler Asymmetrie ($g_1 z_1 = +g_2 z_2$).*

2.4.2 Kontaktwechselwirkung

Verwendet man wieder den modellunabhängigen Ansatz einer effektiven Lagrangedichte und erweitert den Ansatz aus dem vorherigen Kapitel, indem zusätzlich zu den Vtc-Vertizes noch der Vier-Fermion-Vertex eetc zugelassen wird, kann ganz allgemein eine Vier-Fermion-Wechselwirkung beschrieben werden [56]. Betrachtet man die effektiven Kopplungen als Niederenergie Manifestation einer übergeordneten Theorie unter der Annahme, dass es sich bei dieser Theorie um eine Eichtheorie handelt mit Fermionen, Skalaren und Eichbosonen, dann sind einige der effektiven Vertizes, die zum Prozess $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{t\bar{c}}$ beitragen können, stark unterdrückt. Dies sind z.B. die magnetischen Kopplungen aus dem vorherigen Kapitel. Die Dipol-Operatoren der Form

$$ie\bar{t}\frac{\sigma_{\mu\nu}q^\nu}{m_t}(\kappa_V - i\tilde{\kappa}_V\gamma_5)cV^\mu \tag{2.38}$$

werden in der effektiven Lagrangedichte nicht berücksichtigt, da diese im Vergleich zu den Vier-Fermion-Vertizes viel kleiner sind. Ausgehend von der obigen Sichtweise ist die Reaktion $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{t\bar{c}}$ für die Vier-Fermion *Flavour*-ändernde Reaktion am sensitivsten. Die Lagrangedichte für den Vier-Fermion-Prozess eetc lässt sich mit den Vektor- (V_{ij}), Skalar- (S_{ij}) und Tensor-Kopplungen schreiben:

$$\begin{aligned}\mathscr{L}_{\mathrm{eetc}} = \quad & \frac{1}{\Lambda^2}\sum_{i,j=L,R}\Big[V_{ij}\left(\bar{e}\gamma_\mu P_i e\right)\left(\bar{t}\gamma^\mu P_j c\right) + S_{ij}\left(\bar{e}P_i e\right)\left(\bar{t}P_j c\right) \\ & + T_{ij}\left(\bar{e}\sigma_{\mu\nu}P_i e\right)\left(\bar{t}\sigma_{\mu\nu}P_j c\right)\Big],\end{aligned} \tag{2.39}$$

wobei $P_{L,R} = (1 \mp \gamma_5)/2$ ist. Die Vier-Fermion-Operatoren können über den Austausch von schweren Vektor oder Skalar-Teilchen generiert werden.

Im Falle, dass kein $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{t\bar{c}}$ Signal gefunden wird, können untere Grenzen an die Energieskala Λ für Vier-Fermion-Wechselwirkung berechnet werden[††]. Für alle Kopplungen wird im Folgenden die Größe 1 verwendet. Wie im vorherigen Kapitel kann die Masse des c-Quarks für alle Berechnungen vernachlässigt werden, und alle Berechnungen sollten auch für das u-Quark Gültigkeit behalten.

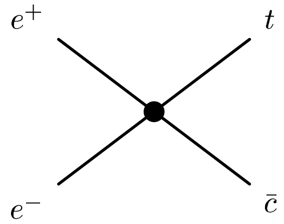


Abbildung 2.6: *Feynman-Diagramm für die Reaktion* $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{t\bar{c}}$ *über Vier-Fermion-Kontaktwechselwirkung.*

Solche Vier-Fermion-Wechselwirkungen können interpretiert werden, als ob sie durch den Austausch eines schweren Vektor-Bosons induziert werden in der zugrunde liegenden Theorie, in wel-

---

[††] Die Skala für die eetc-Vier-Fermion-Kontaktwechselwirkung muss nicht die gleiche sein, wie für die Vier-Fermion-Wechselwirkung $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{e^+e^-}$ oder $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{f\bar{f}}$

cher dann der Propagator des schweren Teilchens durch $1/\Lambda^2$ ersetzt wird. Der Wirkungsquerschnitt σ_{tc} ist proportional zu s/Λ^4 (siehe 2.41) und wächst mit steigender Schwerpunktsenergie für feste Λ stetig an (siehe Abbildung 2.7).

Der totale Wirkungsquerschnitt für den Prozess $\mathrm{e^+e^-} \rightarrow \mathrm{t\bar{c}}$ unter Verwendung von Vier-Fermion-Kontaktwechselwirkung kann mittels Skalar- (S_{RR}), Vektor- (V_{ij}; i,j=L,R) und Tensor-Kopplungen (T_{RR}) ausgedrückt werden [56]:

$$\sigma = \mathscr{C}\,[8T_{RR}^2(3-\beta) + \frac{3}{2}S_{RR}^2(1+\beta) + (V_{LL}^2 + V_{RR}^2 + V_{RL}^2 + V_{LR}^2)(3+\beta)] \tag{2.40}$$

mit

$$\mathscr{C} = \frac{s}{\Lambda^4}\frac{\beta^2}{4\pi(1+\beta)^3} \tag{2.41}$$

$$\beta = \frac{(s-m_{\mathrm{t}}^2)}{(s+m_{\mathrm{t}}^2)}, \tag{2.42}$$

wobei Λ wieder die Energieskala für "neue Physik" darstellt. In Gleichung (2.40) ist bereits der ladungskonjugierte Prozess und die Anzahl der Farben berücksichtigt. Falls die allgemeine Vier-Fermion-Kontaktwechselwirkung existiert, besteht weiterhin die Möglichkeit, dass neue Ztc Vektor- und Pseudovektor-Kopplungen bestehen wie sie im vorherigen Kapitel beschrieben wurden. Die Terme der Skalar- und Tensor-Kopplung interferieren nicht mit dem Z^0-Austausch, wohl aber die Terme der Vektorkopplung. Dieser zusätzliche Effekt kann in Formel (2.40) berücksichtigt werden, indem die Terme der Vektor-Kopplung $V_{i,j}$ neu definiert werden:

$$V_{ij} \rightarrow V_{ij} + 4c_i^{\mathrm{Z}}a_j^{\mathrm{Z}}\frac{m_{\mathrm{W}}m_{\mathrm{Z}}}{s-m_{\mathrm{Z}}^2}, \tag{2.43}$$

wobei i,j=L,R, $c_L^{\mathrm{Z}} = -1/2 + \sin^2(\theta_W)$ und $c_R^{\mathrm{Z}} = \sin^2(\theta_W)$ sind. Die Beziehung der neuen Kopplungskonstanten a_L^{Z} und a_R^{Z} zu der Kopplungskonstanten κ_{Z} ist gegeben durch:

$$\kappa_{\mathrm{Z}}^2 = \left[2\cos(\theta_W)\left(\frac{v}{\Lambda}\right)^2\right]^2\left((a_L^{\mathrm{Z}})^2 + (a_R^{\mathrm{Z}})^2\right), \tag{2.44}$$

wobei v wiederum der Vakuum-Erwartungswert ist. Der Wirkungsquerschnitt ist für Λ= 1 TeV für sieben verschiedene Szenarien (Tabelle 2.7) in Abbildung 2.7 dargestellt. Es ist zu erkennen, dass durch die Vier-Fermion-Wechselwirkung der Wirkungsquerschnitt kontinuierlich ansteigt. Die Effekte der Ztc-Kopplung sind im Vergleich zur Vier-Fermion-Kopplung deutlich kleiner wie in Abbildung 2.7 zu erkennen ist. Bereits bei LEP2-Energien ist der Wirkungsquerschnitt von Ztc in Vergleich zu eetc um 1-2 Größenordnungen kleiner. Für große Energien wird der Unterschied noch größer, da der Wirkungsquerschnitt für Ztc-Kopplungen mit $1/s$ fällt (siehe auch Abbildung 2.4); dies kommt durch den s-Kanal Z^0-Propagator zustande. Die Sensitivität, die Ztc-Kopplungen zu untersuchen fällt demnach mit steigender Schwerpunktsenergie. Ein weiterer Prozess, um die Ztc-Kopplung bei höheren $\mathrm{e^+e^-}$ Energien zu untersuchen, könnte die ZZ-Fusion ($\mathrm{e^+e^-} \rightarrow \mathrm{ZZ} \rightarrow \mathrm{t\bar{c}e^+e^-}$) aus Abbildung 2.8 sein. Berechnungen ergeben jedoch einen Wirkungsquerschnitt von $\sigma_{ZZ} \leq 10^{-3}$ fb [56] bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s}$ = 1.5 TeV mit a_L^{Z} = 1 oder a_R^{Z} = 1, was zu klein zu beobachten ist.

Szenario	T_{RR}	S_{RR}	V_{RR}	V_{RL}	V_{LR}	V_{LL}	a_R^Z	a_L^Z
(1)	1	1	1	1	1	1	0	0
(2)	1	0	0	0	0	0	0	0
(3)	0	1	0	0	0	0	0	0
(4)	0	0	1	1	1	1	0	0
(5)	0	0	0	0	0	0	1	1
(6)	0	0	1	1	1	1	1	1
(7)	0	0	1	1	1	1	-1	-1

Tabelle 2.7: *Sieben verschiedene Szenarien für die Vier-Fermion-Kontaktwechselwirkung mit unterschiedlicher Skalar-, Vektor- und Tensor-Kopplung. Das Szenario (5) entspricht der 3-Punktwechselwirkung aus dem vorherigen Kapitel.*

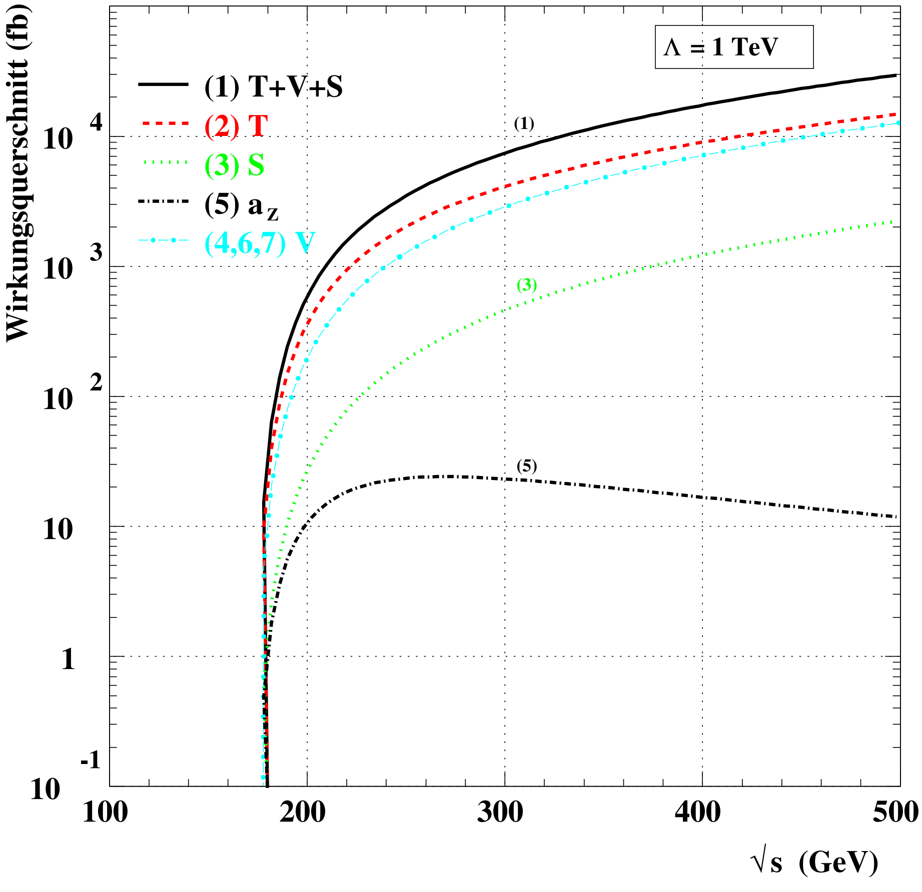
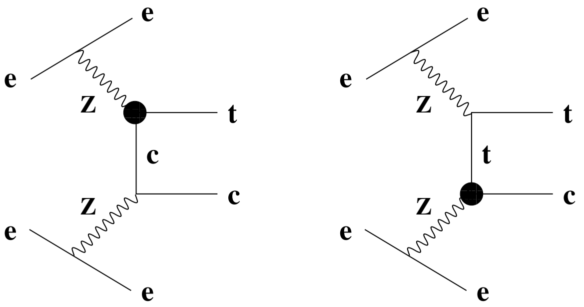


Abbildung 2.7: *Wirkungsquerschnitt (in fb) für die Vier-Fermion-Kontaktwechselwirkung* $e^+e^- \to t\bar{c}$ *für sieben verschieden Szenarien aus Tabelle 2.7 mit Λ=1 TeV. Das Szenario (5) entspricht der 3 Punktwechselwirkung aus Kapitel 2.4.1.*



(a) (b)

Abbildung 2.8: *Feynman-Diagramme für die Reaktion* $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{t\bar{c}e^+e^-}$ *in der ZZ-Fusion mit anomalen* Ztc-*Kopplungen [56].*

Erwartete Grenzen aus $\bar{\sigma}_{\mathrm{tc}} = \varepsilon_{\mathrm{b}}\varepsilon_{\mathrm{t}}\sigma(\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{t\bar{c}})$					
Szenario		(5)	(4)	(3)	(2)
		$a_i^Z = 1$	$V_{ij} = 1$	$S_{RR} = 1$	$T_{RR} = 1$
$\sqrt{s}$ [GeV]	L	$i = L$ oder R	$ij = LL, LR, RR$ oder RL		
189	$0.6\,fb^{-1}$	0.5 TeV	0.8 TeV	0.7 TeV	1.4 TeV
200	$2.5\,fb^{-1}$	0.9 TeV	1.5 TeV	1.3 TeV	2.5 TeV
500	$50\,fb^{-1}$	1.9 TeV	9.3 TeV	8.5 TeV	13.6 TeV
1000	$200\,fb^{-1}$	2.0 TeV	19.3 TeV	17.9 TeV	27.5 TeV

Tabelle 2.8: *Vorhergesagte erwartete Grenzen auf die Skala der neuen Physik (*Λ*) unter Verwendung der Reaktion* $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{t\bar{c}}$*. Die Grenzen auf den Parameter* Λ *wurden für vier verschiedene Szenarien mit jeweiligen Kopplungsparameter der Größe 1 berechnet. Vier verschiedene* e^+e^-*-Beschleunigungsenergien mit unterschiedlicher Luminosität wurden berücksichtigt. Die Grenzen wurden aus der Anzahl erwarteter Signalereignisse (*$\bar{\sigma}_{tc}$*) unter Berücksichtigung von 60% b-Quark-Identifikations-Effizienz (*ε_b*) und 80% Top-Quark-Rekonstruktionseffizienz (*ε_t*) berechnet. Die Schwerpunktsenergie und Luminosität der ersten Zeile entspricht in etwa der Energie und Luminosität eines LEP-Experimentes. Die zweite Zeile entspricht in etwa der Kombination von 4 LEP-Experimenten [56].*

2.4.3 Dynamische elektroschwache Symmetriebrechung

Viele der Schwierigkeiten des Standardmodells hängen mit der spontanen Symmetriebrechung und dem Auftreten eines skalaren Feldes zusammen. Um die Probleme des Higgs-Sektors zu umgehen, versucht man, statt des fundamentalen Higgs-Feldes, eine neue Wechselwirkung und/oder neue Fermionen einzuführen. Handelt es sich um eine stark wechselwirkende Theorie, so kann ein Fermion-Antifermion-Kondensat entstehen, welches die Symmetriebrechung verursacht. Inspiriert wurde die Entwicklung dynamischer Theorien u.a. durch die chirale Symmetriebrechung in der Quantenchromodynamik (QCD), die für die Konstituenten-Quarkmassen verantwortlich ist. Dynamische Symmetriebrechung ist ein natürlicher Effekt, der nicht ad hoc in eine Theorie eingebaut werden muss. Ist eine Wechselwirkung stark genug, so dass ein symmetriebrechendes Kondensat entsteht, wird die Symmetrie gebrochen. Es existieren einige Beispiele dynamischer Symmetriebrechung, wie z.B Ferromagnetismus oder Supraleitung. Die Eliminierung des elementaren skalaren Feldes bietet eine elegante Lösung des Hierarchie- und “Naturalness”-Problems. Jedoch bringen viele dynamische Modelle neue Phänomene mit sich, wie *Flavour*-ändernde neutrale Ströme im Bereich der leichten Quarks. Dies war lange Zeit ein Problem für Technicolor-Modelle.

Im Folgenden wird nicht auf die bekannten Technicolor-Modelle eingegangen, sondern auf zwei spezielle Betrachtungen einer dynamischen Symmetriebrechung, die Raten für die FCNC-Prozesse im Bereich des Top-Quarks vorhersagen, die ca. 10 Größenordnungen über den Standardmodell-Vorhersagen liegen und bei LEP beobachtet werden könnten.

Modell I

Prinzipiell existieren verschiedene Möglichkeiten, eine Eichsymmetrie dynamisch zu brechen. In dem hier kurz skizzierten Ansatz aus Referenz [58] wird nicht eine spezielle Dynamik diskutiert, sondern es werden die generellen Konsequenzen der *Flavour*-Physik und von FCNC-Prozessen bei LEP diskutiert, die bei dynamischen Symmetrieberechung auftreten können. Die Hierarchie der Quark-Massen, sowie der Hierarchie der *Flavour*-Mischungswinkel lässt vermuten, dass die Massenmatrix (2.13) proportional einer Rang 1 Matrix zu sein scheint.

$$M_0 = \text{const.} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \tag{2.45}$$

Diese Massenmatrix kann mittels linearer Transformation dargestellt werden:

$$\tilde{M}_0 = \text{const.} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 \end{pmatrix}, \tag{2.46}$$

die eine $S(3)_L \times S(3)_R$ Symmetrie darstellt. Die Generierung der Masse für die Fermionen kann durch die Brechung der “demokratischen Symmetrie” beschrieben werden. Es wird erwartet, dass neben den Massen der Fermionen noch zusätzlich effektive Wechselwirkungen zwischen den Fermionen und den Eichbosonen auftreten. Nach der Brechung der Symmetrie und nach der Diagonalisierung der Massen-Terme ergibt sich eine Mischung der dritten und zweiten Fermionen-Familie, und Terme der Form $\bar{c}_L \sigma_{\mu\nu} t_R F^{\mu\nu}$ werden erwartet. Unter Verwendung der Symmetriebrechung aus [59] erhält man einen *Flavour*-Mischungs-Term, der proportional zu den Massenverhältnissen $(m_\mathrm{s}/m_\mathrm{b})$ bzw. $(m_\mathrm{c}/m_\mathrm{t})$ ist und Eigenschaften von anomalen magnetischen Momenten enthält. Es ergibt sich für den Fall t → c folgende Lagrangedichte:

$$\mathscr{L}(\mathrm{t}\to\mathrm{c}) \quad = \quad \text{const.}\frac{e}{2\Lambda}\left(\frac{m_\mathrm{c}}{m_\mathrm{t}}\right)\left(\frac{m_\mathrm{t}}{\Lambda}\right)\bar{\mathrm{t}}_L \sigma_{\mu\nu} \mathrm{c}_R F^{\mu\nu} + h.c., \tag{2.47}$$

wobei Λ wiederum den Skalenparameter für neue Physik darstellt, und in der Größenordnung von m_t angenommen wird. Die anomalen magnetischen Momente führen zu *Flavour*-ändernden neutralen Strömen. Die Größe der Amplitude hängt von dem Mischungsverhältnis der Massenmatrizen ab und ist in der Größenordnung zwischen $(m_\mathrm{c}/m_\mathrm{t})$ und $(m_\mathrm{c}/m_\mathrm{t})^{1/2}$:

$$\text{const.}\cdot\frac{m_\mathrm{c}}{m_\mathrm{t}}\cdot e \quad < \quad C_\gamma, D_\gamma < \text{const.}\cdot\sqrt{\frac{m_\mathrm{c}}{m_\mathrm{t}}}\cdot e$$

$$\text{const.}\cdot\frac{m_\mathrm{c}}{m_\mathrm{t}}\cdot g_\mathrm{Z} \quad < \quad C_\mathrm{Z}, D_\mathrm{Z} < \text{const.}\cdot\sqrt{\frac{m_\mathrm{c}}{m_\mathrm{t}}}\cdot g_\mathrm{Z}. \tag{2.48}$$

Für die Wechselwirkung eines t-Quarks mit einem Z^0-Boson oder einem Photon ergeben sich die anomalen Vertizes:

$$\begin{aligned}\Delta_\mathrm{Z}^\mathrm{tc} &= \bar{\mathrm{c}}\left(i\left(C_\mathrm{Z}+D_\mathrm{Z}\gamma_5\right)\sigma^{\mu\nu}\frac{q_\nu}{m_\mathrm{t}}\right)\mathrm{t}Z_\mu \\ \Delta_\gamma^\mathrm{tc} &= \bar{\mathrm{c}}\left(i\left(C_\gamma+D_\gamma\gamma_5\right)\sigma^{\mu\nu}\frac{q_\nu}{m_\mathrm{t}}\right)\mathrm{t}A_\mu\,,\end{aligned} \tag{2.49}$$

wobei die Parameter C, D mit der Abschätzung (2.48) zwischen 10^{-2} und 10^{-3} liegen sollten. Die Zerfallsbreiten für die FCNC-Zerfälle t → cZ und t → cZ lassen sich wie folgt berechnen:

$$\Gamma(\mathrm{t}\to\mathrm{cZ}) = \left(|C_\mathrm{Z}|^2+|D_\mathrm{Z}|^2\right)\frac{m_\mathrm{t}}{8\pi}\left(1-\frac{M_\mathrm{Z}^2}{m_\mathrm{t}^2}\right)\left(1-\frac{1}{2}\frac{M_\mathrm{Z}^2}{m_\mathrm{t}^2}-\frac{1}{2}\frac{M_\mathrm{Z}^4}{m_\mathrm{t}^4}\right), \tag{2.50}$$

$$\Gamma(\mathrm{t}\to\mathrm{c}\gamma) = \left(|C_\gamma|^2+|D_\gamma|^2\right)\frac{m_\mathrm{t}}{8\pi}\,. \tag{2.51}$$

Mit den abgeschätzten Werten für die Parameter C, D im Bereich zwischen 10^{-2} und 10^{-3} erhält man Verzweigungsverhältnisse von Br(t → cγ) und Br(t → cZ) $\approx$ 1%. Unter Verwendung dieser anomalen Vertizes (Formel (21)-(24) in Ref. [58]) entspricht dies einem Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $e^+e^- \to t\bar{c}$ von ca. 13.2×10^{-2} pb bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s}$=200 GeV. Diese Vorhersagen sind um ca. 10 Größenordnungen größer als vom SM vorhergesagt, und liegen im Bereich der Sensitivität von LEP.

Modell II

Ein anderes Beispiel für dynamische elektroschwache Symmetriebrechung wird in Ref. [52] diskutiert. Die Brechung der elektroschwachen Symmetrie wird durch einen zusätzlichen eichinvarianten Vertex der Eichbosonen (W^+, W^-, W^0) beschrieben. Die Massen der W- und Z-Bosonen können hiermit gut erklärt werden. Die große Masse des Top-Quarks wird durch einen zusätzlichen anomalen Vertex mit dem Photon beschrieben. Diese, im Vergleich zum SM, zusätzlichen Vertizes führen zu Effekten jenseits des SM. Dies zeigt sich vor allem im Bereich des t-Quarks. Durch Anpassung aller in dieser Theorie vorhandenen Parameter an die experimentellen Messungen des SM erhält man z.B für einen dieser Parameter y_+ folgende mögliche Werte:

$$y_+ = 0.26\pm0.06, \tag{2.52}$$

wobei die Fehler hauptsächlich auf der Unsicherheit der Masse des c-Quarks beruhen. Mit diesem Parameter lassen sich die Zerfallsbreiten von den FCNC-Zerfällen t → cγ und t → cZ berechnen:

$$\begin{aligned}\Gamma(\mathrm{t}\to\mathrm{c}\gamma) &= \frac{1}{4}\alpha\, m_\mathrm{t} y_+^2\,; \\ \Gamma(\mathrm{t}\to\mathrm{cZ}) &= \frac{g^2(m_\mathrm{t}^2-M_{Z^2})}{32\,\pi m_\mathrm{t}^3(1-\theta)}y_+^2\left(2m_\mathrm{t}^2-M_{Z^2}-\frac{M_{Z^4}}{m_\mathrm{t}^2}\right).\end{aligned} \tag{2.53}$$

Dies führt zu Verzweigungsverhältnissen von

$$\begin{aligned}&\mathrm{B}_\gamma = \mathrm{Br}(\mathrm{t}\to\mathrm{c}\gamma) = 0.0155\pm0.0055\,; \\ &\mathrm{B}_\mathrm{Z} = \mathrm{Br}(\mathrm{t}\to\mathrm{cZ}) = 0.053\pm0.023\,.\end{aligned} \tag{2.54}$$

Weiterhin ist es möglich mit dem Parameter y_+ einen Wirkungsquerschnitt für den Prozess $e^+e^- \to t\bar{c}$ zu berechnen:

$$\sigma = \frac{\pi\alpha^2 y_+^2 (s-m_\mathrm{t}^2)^2 (s+2m_\mathrm{t}^2)}{2m_\mathrm{t}^2 s^2} \times \\ \times \left(\frac{1}{s} + \frac{1-4\,\theta}{4\,\theta(s-M_Z^2)} + \frac{s(2-8\,\theta+16\,\theta^2)}{16\,\theta^2(s-M_Z^2)^2}\right). \tag{2.55}$$

Für eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s}$=200 GeV ergibt sich ein Wirkungsquerschnitt von 0.08 ± 0.03 pb. Dieser Wirkungsquerschnitt ist um ca. 10 Größenordnungen größerer als vom Standardmodell vorhergesagt.

2.5 Experimentelle Suche nach FCNC-Prozessen bei Top-Quarks

Neben der Suche nach FCNC-Top-Quark-Produktion bei LEP kann zur Zeit mit drei weiteren Methoden nach FCNC-Kopplungen mit Top-Quarks gesucht werden:

1. Indirekte Suche bei niederenergetischen Daten.
2. Direkte Suche nach seltenen Top-Quark-Zerfällen (TEVATRON: CDF, D0).
3. Suche nach der Produktion einzelner Top-Quarks in *ep*-Kollisionen (HERA: ZEUS, H1).

Im Folgenden werden die existierenden experimentellen Analysen kurz beschrieben und die aktuellen Grenzen auf die anomalen Kopplungsparameter vorgestellt.

2.5.1 Indirekte Suche bei niederenergetischen Daten

In Referenz [60] wurden zum ersten Mal indirekt Grenzen auf die anomalen Kopplungsparameter $v_\mathrm{Z}, a_\mathrm{Z}$ berechnet. Hierzu wurden die experimentellen oberen Grenzen für FCNC-Kopplungen der leichten Fermionen verwendet wie das Verzweigungsverhältnis $\mathrm{K_L} \to \mu^+\mu^-$, die Massendifferenz zwischen $\mathrm{K_L} - \mathrm{K_S}$, die Mischung von $\mathrm{B}^0 - \bar{\mathrm{B}}^0$ und die Zerfallsrate von $\mathrm{B} \to \ell^+\ell^-\mathrm{X}$. Zur Berechnung von $v_\mathrm{Z}, a_\mathrm{Z}$ wurden nur die Operatoren der niedrigsten Ordnung aus (2.28) betrachtet und nur genau eine der Kopplungen $v_\mathrm{Z}, a_\mathrm{Z}$ an das c-Quark oder u-Quark ungleich Null zugelassen. Es ergab sich hieraus die folgende Grenze:

$$\sqrt{|v_{tq}^Z|^2 + |a_{tq}^Z|^2} < 0.29\ , \tag{2.56}$$

wobei hier für den Abschneideparameter Λ=1 TeV verwendet wurde. Diese Berechnungen sind trotz minimaler Annahmen zu ungenau und ergeben zu strikte Grenzen auf die Kopplungsparameter [61]. Falls es wirklich neue Physik jenseits des SM gibt, die FCNC-Zerfälle zulässt, sollten mehrere der anomalen Kopplungsparameter ungleich Null sein. Diese Parameter könnten sich herauskürzen und die strengen Grenzen für die leichten Quarks immer noch erfüllen. Zur Berechnung indirekter Grenzen sind stets Modellannahmen nötig, und der Vergleich mit den direkten Grenzen

---

Für diese Berechnung wurde im Gegensatz zur Original Veröffentlichung [52] der neueste Wert von m_t=174.3 GeV verwendet [25].

ist dann nur innerhalb dieser gültig. Aus diesem Grund wird im Folgenden nicht mehr auf diese indirekten Grenzen eingegangen, und diese werden nicht zum Vergleich mit direkten Grenzen herangezogen.

2.5.2 Suche nach FCNC-Prozessen am TEVATRON

Die CDF-Kollaboration suchte in Top-Quark-Zerfällen nach *Flavour*-ändernden neutralen Strömen [6]. Es wurde getrennt nach Zerfällen des Top-Quarks in ein leichtes Quark (c,u) und ein γ sowie nach dem Zerfall $\mathrm{t} \to \mathrm{Z}^0(\mathrm{c},\mathrm{u})$ gesucht (siehe Abbildung 2.9). Es wurden keine Hinweise für solche Prozesse gefunden und somit oberen Grenzen für die Verzweigungsverhältnisse berechnet:

$$\begin{aligned} \mathrm{Br}(\mathrm{t} \to \gamma\mathrm{c}) + \mathrm{Br}(\mathrm{t} \to \gamma\mathrm{u}) &< 3.2\% \quad (95\%\,\mathrm{C.L.}) \quad (2.57) \\ \mathrm{Br}(\mathrm{t} \to \mathrm{Zc}) + \mathrm{Br}(\mathrm{t} \to \mathrm{Zu}) &< 33\% \quad (95\%\,\mathrm{C.L.})\,. \quad (2.58) \end{aligned}$$

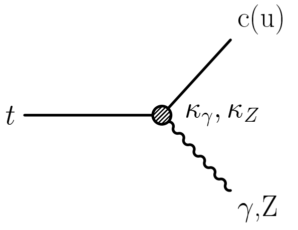


Abbildung 2.9: *Anomaler Vertex beim Top-Zerfall.*

Unter Verwendung der Standardmodell-Zerfallsbreite (2.23) und den FCNC-Zerfallsbreiten aus Gleichung (2.31) und (2.32) lassen sich diese Grenzen in obere Grenzen für die anomalen Kopplungsparameter übersetzen. Hierzu wurde wie in Referenz [55] für den Abschneideparameter $\Lambda = m_\mathrm{t}$ verwendet. Im Gegensatz zur Definition des Verzweigungsverhältnis aus Gleichung (2.25), wie es in den meisten theoretischen Veröffentlichungen dargestellt wird, wird im Folgenden das Verzweigungsverhältnis wie folgt definiert:

$$\mathrm{Br}(\mathrm{t} \to \mathrm{Zc}) + \mathrm{Br}(\mathrm{t} \to \mathrm{Zu}) = \frac{2 \times \Gamma(\mathrm{t} \to \mathrm{Zc})}{\Gamma(\mathrm{t} \to \mathrm{Wb}) + 2 \times \Gamma(\mathrm{t} \to \mathrm{Zc}) + 2 \times \Gamma(\mathrm{t} \to \gamma\mathrm{c})}\,, \qquad (2.59)$$

wobei angenommen wurde, dass das Verzweigungsverhältnis vom t-Quark in u-Quark gleich groß ist wie das in c-Quarks. Diese Definition erweist sich für spätere Darstellungen der LEP-Ergebnisse als sinnvoller, da eine Unterscheidung von Z^0- und γ-Kopplung bei LEP nicht möglich ist. Im Gegensatz dazu ist es bei CDF möglich, die Zerfallskanäle in Z^0 und γ kinematisch zu unterscheiden. Die Zerfallsbreite des anderen Zerfallskanals wird dementsprechend gleich Null gesetzt. Es ergeben sich folgende obere Grenzen auf die anomalen Kopplungsparameter [55]:

$$\begin{aligned} \kappa_\gamma &< 0.420^{\S} \qquad (2.60) \\ \kappa_\mathrm{Z} &< 0.730 \qquad (2.61) \end{aligned}$$

[§] In dieser Arbeit wird wie in Referenz [55] Λ=175 GeV verwendet, wohingegen in manchen Veröffentlichungen Λ=1 TeV verwendet wird.

2.5.3 Suche nach FCNC-Prozessen bei HERA

Mit dem $e^{\pm}$p-Beschleuniger HERA am DESY kann ebenfalls nach FCNC-Vertizes, tuV und tcV mit V=γ,Z^0, gesucht werden. Das Feynman-Diagramm für die Produktion einzelner Top-Quarks bei HERA ist in Abbildung 2.10 zu sehen. Es wird auch hier nur der dominante SM-Zerfallskanal des primär erzeugten Top-Quarks t → bW untersucht. Sowohl bei H1 als auch bei ZEUS wurde der leptonische und der hadronische Zerfallskanal des W-Bosons analysiert. Beim leptonischen Zerfallskanal erwartet man Ereignisse mit fehlendem transversalen Impuls und ein isoliertes Lepton mit viel transversalem Impuls aus dem W-Zerfall. Im hadronischen Zerfallskanal des W-Bosons werden 3-Jet-Ereignisse selektiert, bei denen die invariante Masse zweier Jets der des W-Bosons entspricht.

Die Produktion einzelner Top-Quarks über *Flavour*-ändernde neutrale Ströme ist in $e^{\pm}$p-Kollisionen nur über den t-Kanal möglich. Die Beiträge des Z^0-Austausches sind im t-Kanal aufgrund der großen Masse im Propagator unterdrückt und der Wirkungsquerschnitt wird durch den Photonen-Austausch dominiert. Das Photon muss an ein Quark des Protons koppeln, welches einen großen Wert der Björken Skalenvariablen x besitzt, um die schweren Top-Quarks zu erzeugen. Bei großem x dominiert das u-Quark in der Protonen-Verteilung, sodass bei HERA nur die Kopplung tuγ untersucht wird.

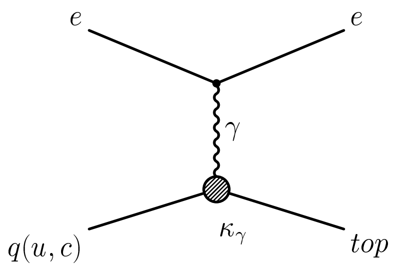


Abbildung 2.10: *FCNC-Prozess bei HERA.*

Wie in Tabelle 2.9 zu sehen ist, wurde bei dem H1-Experiment im leptonischen Zerfallskanal ein leichter Überschuß in den Daten beobachtet, der von der Analyse des hadronischen Zerfallskanals nicht bestätigt werden konnte. Beim ZEUS-Experiment wurde sowohl im hadronischen als auch im leptonischen Zerfallskanal eine sehr gute Übereinstimmung der Daten mit dem erwarteten SM-Untergrund beobachtet.

	ZEUS (130 pb^{-1})	H1
leptonisch	0/1.0	5/1.8 (115.2 pb^{-1})
hadronisch	19/20.0	10/8.3 (36.5 pb^{-1})

Tabelle 2.9: *Anzahl selektierter Datenereignisse im Vergleich zu SM-Untergrundereignissen (Daten/SM) für die beiden untersuchten Zerfallskanäle [62, 63].*

In beiden Experimenten wurde der leptonische mit dem hadronischen Zerfallskanal kombiniert und folgende obere Schranken für den anomalen Kopplungsparameter $\kappa_{\mathrm{tu}\gamma}$ berechnet (95% CL):

$$\kappa_{\mathrm{tu}\gamma} \quad < \quad 0.305 \quad (\mathrm{H1}) \tag{2.62}$$

$$\kappa_{\mathrm{tu}\gamma} \quad < \quad 0.19 \quad (\mathrm{ZEUS})\ , \tag{2.63}$$

wobei QCD-Korrekturen 1. Ordnung auf die Wirkungsquerschnitt Berechnung berücksichtigt wurden [64]. Beide Experimente verfügen über eine ähnlich große Sensitivität für diese FCNC-Prozesse. Die obere Schranke von H1 ist aufgrund des leichten Überschusses im leptonischen Kanal weniger restriktiv als die obere Schranke von ZEUS.

3. Das Experiment

3.1 Der LEP-Speicherring

Am europäischen Forschungszentrum für Teilchenphysik CERN bei Genf befand sich von 1989-2000 der größte und höchstenergetische Beschleuniger LEP (**L**arge **E**lectron **P**ositron Collider) für Elektronen und Positronen mit einem Umfang von 27 km. Elektronen und Positronen zirkulierten in jeweils mehreren Paketen gegenläufig und kollidierten an vier Punkten des Speicherrings. An diesen Wechselwirkungspunkten standen die vier Teilchendetektoren ALEPH, DELPHI, L3 und OPAL [65,66]. Von Beginn der Datennahme im Herbst 1989 bis zum Sommer 1995 (LEP1) betrug die Schwerpunktsenergie der Kollisionen etwa 91 GeV; dies entspricht der Masse des Z^0-Bosons. Pro Experiment wurde eine integrierte Luminosität von ungefähr 175 pb^{-1} aufgezeichnet, die in etwa 4.5 Millionen hadronischen Z^0-Zerfällen entspricht. Dies erlaubte es, Präzisionstests des Standardmodells der elektroschwachen Wechselwirkung durchzuführen.

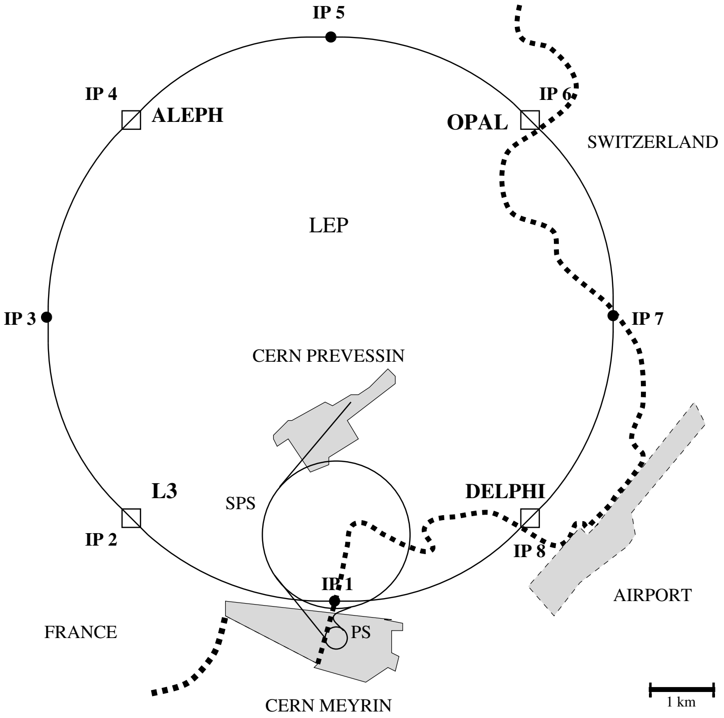


Abbildung 3.1: *Der LEP-Speicherring.*

Von Herbst 1995 bis Herbst 2000 (LEP2) wurde die Strahlenergie der Elektronen und Positronen durch den Einbau supraleitender Kavitäten sukzessive erhöht. Die Erhöhung der Strahlenergie bis zu 209 GeV ermöglichte es, neue physikalische Fragestellungen in einem bisher nicht zugänglichen Energiebereich zu untersuchen. Bei einer Schwerpunktsenergie von 161 GeV war es erstmals an einem Elektron-Positron-Beschleuniger möglich, W-Bosonen paarweise zu erzeugen. Eine genaue Bestimmung der Masse des W-Bosons und seiner Verzweigungsverhältnisse sind dabei von großem Interesse. Nach einer Erhöhung auf 183 GeV konnte auch die Paarproduktion von Z^0-Bosonen untersucht werden. Ein weiterer Schwerpunkt des Physikprogramms bei LEP2 ist die direkte Suche nach Higgs-Bosonen und neuen Phänomenen jenseits des Standardmodells wie z.B. supersymmetische Teilchen oder neue Wechselwirkungen, die sich bei LEP erstmals zeigen könnten.

In Tabelle 3.1 und Abbildung 3.2 sind die von OPAL aufgenommenen Datensätze zusammengefasst, die über der kinematischen Schwelle zur Erzeugung einzelner Top-Quarks liegen und analysiert wurden. Der Datensatz aus dem Jahre 1997 bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s}$ =183 GeV wurde nicht analysiert, obwohl die Produktion eines tc-Quark Paares kinematisch möglich wäre. Die Nähe zur kinematischen Schwelle bringt jedoch große Unsicherheiten bei der Jet-Rekonstruktion der sehr niederenergetischen c-Jets mit sich. Außerdem sind QCD-Unsicherheiten in diesem Bereich besonders groß (7.2.1). Für diese Arbeit wurden die Daten aus dem Jahr 1998 bei einer Schwerpunktsenergie von 189 GeV, und die Daten aus dem Jahr 1999 bei den vier verschiedenen Energien 192, 196, 200, und 202 GeV analysiert.

Im Jahre 2000 wurde LEP bei vielen verschiedenen Schwerpunktsenergien zwischen 200 und 209 GeV betrieben. Eine weitere Besonderheit im Jahre 2000 waren die sogenannten *mini-ramps*. Der Strahl wurde zuerst auf eine Schwerpunktsenergie beschleunigt bei der noch genügend Reserven in den Beschleunigungs-Kavitäten vorhanden waren, um eventuelle Ausfälle anderer Kavitäten zu kompensieren. Nach Erreichen eines stabilen Strahls wurde mit der Datenaufnahme begonnen. Die Schwerpunktsenergie wurde durch *mini-ramps* bei laufender Datenaufnahme schrittweise um einige hundert MeV erhöht bis zu einer maximalen Energie. Die höchste Energie, die so erreicht wurde, betrug 209 GeV. In Abbildung 3.2 ist zu erkennen, dass bei ca. 205 bzw. 207 GeV die größte integrierte Luminosität aufgenommen wurde. Der Mittelwert der Schwerpunktsenergie im Jahr 2000 liegt bei 206.1 GeV. Die Daten wurden bei den beiden mittleren Energien von 205 und 207 GeV analysiert (siehe Abbildung 3.2).

Jahr	$\sqrt{s}$ (GeV)	int. $\mathscr{L}$ (pb^{-1})
1998	189	≈ 187
1999	192-202	≈ 224
2000	200-209	≈ 221

Tabelle 3.1: *Die von OPAL aufgenommenen Luminositäten der zur Verfügung stehenden Datensätze. Insgesamt wurde in den letzten drei Betriebs-Jahren von LEP eine Luminosität von ca. 632* pb^{-1} *aufgenommen.*

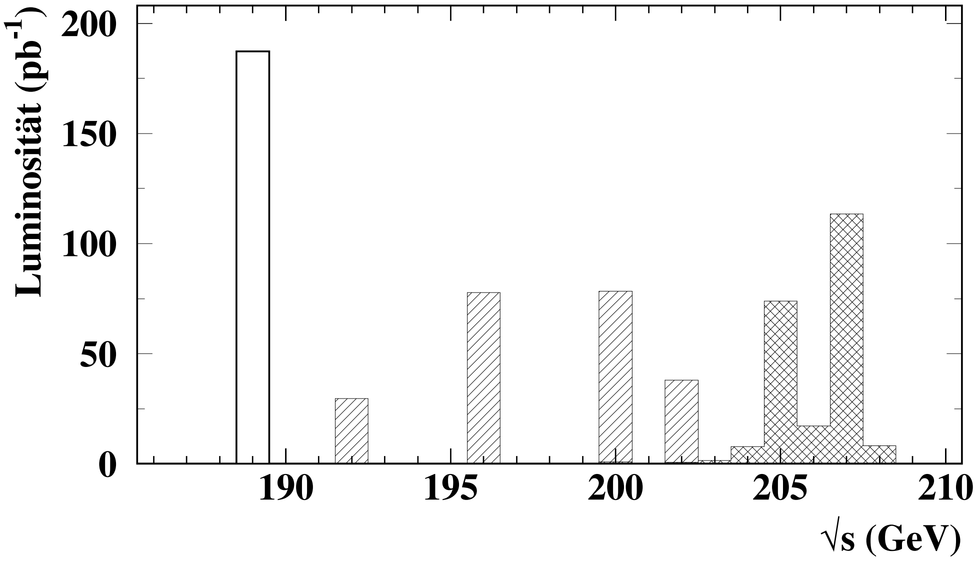


Abbildung 3.2: *Verteilung der aufgenommenen Luminosität der Jahre 1998 (offenes Histogramm), 1999 (einfach schraffiertes Histogramm) und 2000 (doppelt schraffiertes Histogramm).*

3.2 Der OPAL-Detektor

Der OPAL-Detektor (**O**mni **P**urpose **A**pparatus at **L**EP) dient zum Nachweis, Identifikation und Rekonstruktion der Viererimpulse der in der Elektron-Positron-Kollision entstandenen Teilchen. Der 10 m im Durchmesser und 10 m in der Länge messende Detektor ist symmetrisch um den Wechselwirkungspunkt aufgebaut. Zur Identifikation der erzeugten Teilchen und deren Energie- und Impulsverteilung stehen schalenförmig angeordnet verschiedene Detektorkomponenten zur Verfügung. Die Abbildung 3.3 zeigt eine dreidimensionale schematische Ansicht des Detektors. Eine detaillierte Beschreibung von OPAL findet sich z.B. in [65].

OPAL verwendet ein rechtshändiges Koordinatensystem, wobei die z-Achse durch die Flugrichtung der Elektronen gegeben ist und θ und ϕ der Polar- bzw. Azimutwinkel ist (siehe Abbildung 3.3). Im Folgenden werden die für die durchgeführte Analyse wichtigen Komponenten kurz beschrieben. Die verschiedenen Bereiche lassen sich wie folgt gruppieren:

- Im Zentrum befindet sich ein zum Strahlrohr hin immer hochauflösender werdendes Spurkammersystem, mit dem die im Magnetfeld gekrümmten Spuren der geladenen Teilchen vermessen werden. Durch die Rekonstruktion und Extrapolation der Spuren zum Wechselwirkungspunkt werden die Vertizes der Teilchen bestimmt, die bereits im Strahlrohr zerfallen sind. Aus den Krümmungen der Spuren werden die Impulse der Teilchen bestimmt. Die durchgeführte Messung des spezifischen Energieverlustes der Teilchen im Kammergas dient zusätzlich zur Teilchenidentifikation.

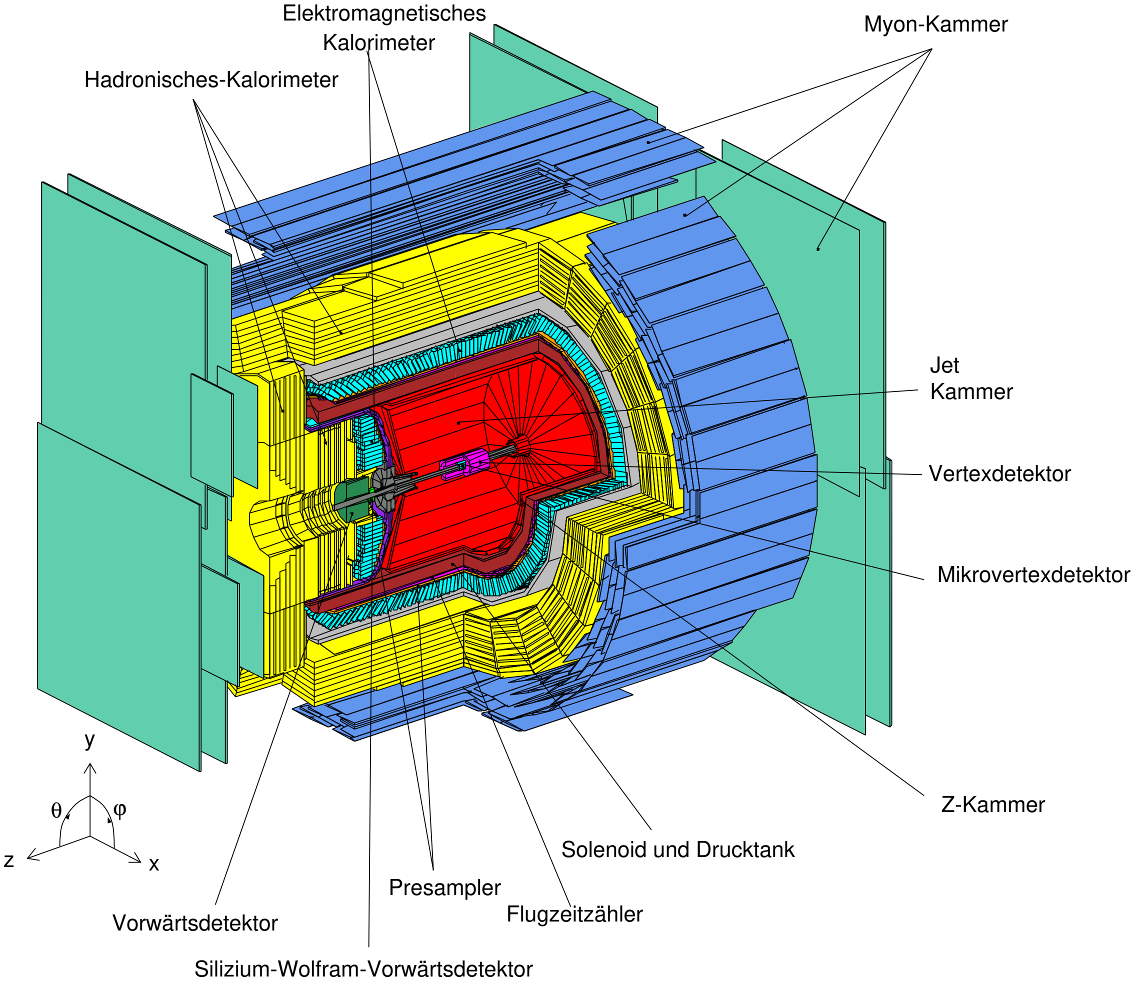


Abbildung 3.3: *Der OPAL-Detektor.*

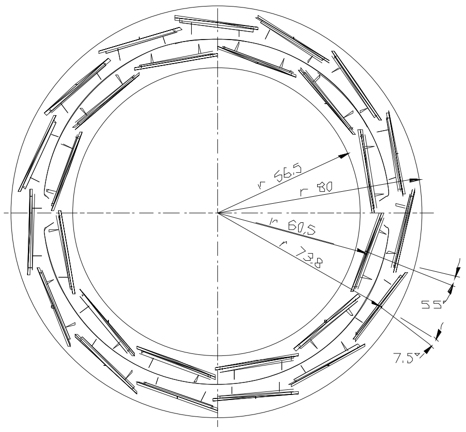


Abbildung 3.4: *Seitenansicht (x-y Ebene) des Mikrovertex-Detektors [67].*

  - Der im Jahre 1991 nachträglich eingebaute **Silizium-Mikrovertex-Detektor (SI)** (VTX1) befindet sich im Abstand von 6.1 cm und 7.5 cm vom Wechselwirkungspunkt, und besteht aus zylinderförmig angebrachten Siliziumstreifenzählern wie in Abbildung 3.4 zu sehen ist. Seit der dritten Ausbaustufe (VTX3) aus dem Jahre 1996 deckt er den Polarwinkelbereich mit beiden Lagen bis $|\cos\theta| < 0.89$ gegenüber $|\cos\theta| < 0.77$ bei LEP1 ab [67]. Die in der r-Φ-Ebene erreichte Ortsauflösung liegt bei ca. 18 μm senkrecht zur Strahlrichtung und 24 μm in Strahlrichtung (z-Achse). Hiermit lassen sich neben einer genauen Bestimmung des Wechselwirkungspunktes auch mögliche Sekundärvertizes von Zerfällen langlebiger Teilchen ermitteln. So ist es möglich B-Mesonen-Zerfälle, die mit einer Lebensdauer von etwa 1.6 ps eine mittlere Fluglänge von etwa 3 mm haben, über die Zerfallslänge zu identifizieren.
  - Um den Mikrovertex-Detektor herum sind drei Driftkammern angebracht, deren innerste die zylindrische **Vertexkammer (CV)** ist. Sie ist in 36 Sektoren unterteilt, die aus jeweils 12 Lagen axial zur Strahlachse gespannter Drähte und 6 Lagen Stereo-Drähte bestehen. Die Ortsauflösung beträgt in der r-Φ-Ebene durch die Auslese der Axialdrähte 55 μm und in die z-Richtung durch Auslese der Stereo-Drähte etwa 30 μm.
  - Die **zentrale Spurkammer (CJ)** ist eine in 24 Sektoren mit jeweils 159 axial gespannten Signaldrähten unterteilte Driftkammer. Sie hat eine Länge von 4 m und überdeckt einen Radius von 25 cm bis 185 cm bei einem radialen Drahtabstand von 1 cm. Sowohl Spurkammer als auch Vertexkammer sind mit einem Gasgemisch aus Argon (88.2%), Methan (9.8%) und Isobutan (2.0%) unter einem Druck von 4 bar gefüllt. Aus der Messung der Driftzeiten wird eine Ortsauflösung des Einzeldrahtes in der r-Φ-Ebene von $\sigma_{r-\Phi}$=130 μm erreicht. In axialer Richtung werden die Spurpunkte durch die Differenz, der an den Drahtenden aufsummierten Ladungen, bestimmt. Hierbei wird eine Auflösung von σ_z=6 cm erreicht.

    In der zentralen Spurkammer wird der Impuls geladener Teilchen aus der Krümmung der Spuren im Magnetfeld mit einer relativen Auflösung von

    $$\frac{\sigma_p}{p} = \sqrt{(0.02)^2 + (0.0015[\mathrm{GeV}^{-1}]\cdot p)^2} \tag{3.1}$$

    gemessen. Der spezifische Energieverlust geladener Teilchen wird bei 159 Messpunkten mit einer Genauigkeit von

    $$\frac{\sigma_{dE/dx}}{dE/dx} = 3.8\% \tag{3.2}$$

    bestimmt.

- Außerhalb der Spurkammern befindet sich die Spule mit 4 m Länge und etwa 4 m Durchmesser mit der ein homogenes, axial gerichtetes Magnetfeld von 0.435 T erzeugt wird.

  Bei den sich nach außen anschließenden Komponenten wird zwischen Zentraldetektor ($|cos\theta| \lesssim 0.72$) und Endkappen ($|cos\theta| \gtrsim 0.72$) unterschieden.

- Anschließend an die Spule folgen die Kalorimeter zur Energiemessung. Das elektromagnetische Kalorimeter dient insbesondere der Identifikation von Photonen und Elektronen. Im hadronischen Kalorimeter werden anschließend die hauptsächlich hadronisch wechselwirkenden Teilchen absorbiert. Es dient zusätzlich der Myonidentifikation.

  - Das **elektromagnetische Kalorimeter** (ECAL) besteht im Zentralbereich (*Barrel*) des Detektors **(EB)** aus insgesamt 9940 Bleiglasblöcken in einem Radius von 245.5 cm außerhalb der Spule. Die Blöcke mit einem Querschnitt von 10×10 cm^2 haben eine Tiefe von 24.6 Strahlungslängen. In den Endkappen **(EE)** besteht das elektromagnetische Kalorimeter aus $2\times$ 1132 Bleiglasblöcken mit 9.2×9.2 cm^2 Querschnitt und einer Tiefe von typischerweise 22 Strahlungslängen in z-Richtung.
  - Das **hadronische Kalorimeter** (HCAL) ist ein "Sampling"-Kalorimeter bestehend aus sich abwechselnden Schichten aus dem Eisen des Rückführjochs des Magneten und Streamerröhren, in denen hadronische wechselwirkende Teilchen nachgewiesen werden. Es besteht aus drei Bereichen, dem Zentralbereich **(HT)**, dem Bereich in den Endkappen und dem "Pole-tip"**(HP)** der den Bereich von $|\cos\theta| = 0.91$ bis 0.99 abdeckt. Mit einer Materialdicke von > 1.3 m im HCAL ergeben sich zusammen mit dem ECAL insgesamt 7 hadronische Strahlungslängen vor den Myonkammern.

- Die Myonkammern bilden den Abschluß des Detektors. Sie dienen dazu, die geladenen Teilchen (hauptsächlich Myonen) zu registrieren, die den Detektorbereich verlassen. Sie bestehen aus planaren Driftkammern mit einer Ortsauflösung von mindestens 1.5 mm azimutal und 2 mm axial im Zentraldetektor. In den Endkappen erreichen die Streamerröhren eine transversale Ortsauflösung von mindestens 2 mm.

- Der **Vorwärtsdetektor (FD)** besteht aus einem System von Driftkammern, Porportionalzählern und Blei-Szintillator-Sandwich-Kalorimeter, die in einem kleinen Winkelbereich um die Strahlachse angeordnet sind. Er dient sowohl dazu Teilchen, die mit einem kleinen Winkel zur Strahlachse produziert werden, nachzuweisen, als auch zur Luminositätsmessung.

- Das **Silizium-Wolfram-Kalorimeter (SW)** dient ebenfalls zur Luminositätsmessung. Es handelt sich um ein "Sampling"-Kalorimeter aus Wolframplatten und Siliziumstreifenzählern und erlaubt die Luminositätsmessung mit hoher Genauigkeit.

3.2.1 Luminositätsmessung

Die Luminosität wird durch den Nachweis von Bhabha-Ereignissen unter kleinem Winkel zur Strahlachse bestimmt (FD & SW). Da der Wirkungsquerschnitt für diesen Prozess aus der Quantenelektrodynamik sehr gut bekannt ist, lässt sich die Luminosität direkt durch Zählen der Bhabha-Ereignisse bestimmen ($\mathscr{L} = N_{\text{Bhabha}}/\sigma_{\text{Bhabha}}$).

3.3 Die OPAL-Daten

Es werden nur solche Ereignisse für die Analyse benutzt, bei denen alle relevanten Detektorkomponenten funktionsfähig waren. Dies wird durch bestimmte Anforderungen an den Detektorstatus sichergestellt. Dazu wird für jedes Datenereignis eine Statusvariable pro Detektorkomponente gespeichert. Die Variable hängt von den aktuellen Funktions-Eigenschaften des jeweiligen Teildetektors ab, und nimmt Werte zwischen 0 (keine Status Anzeige/ sehr schlecht) und 3 (sehr gut) an. In Tabelle 3.2 sind die verlangten Anforderungen zusammengefasst. Die gesamt Luminosität der zur Analyse verwendeten Daten verringert sich nach den Detektorstatus-Anforderungen im Vergleich zu Tabelle 3.1 von ca. 632 pb^{-1} auf insgesamt 600.2 pb^{-1}. Um die zur Analyse analysierte Luminosität dennoch zu maximieren und nicht auf die geforderte Qualität der Daten zu verzichten, wurde bei den Daten aus dem Jahre 2000 auch die Ereignisse während der *mini-ramps* verwendet. Die Bestimmung der Schwerpunktsenergie ist während der *mini-ramps* im Vergleich mit einem stabilen Strahl etwas ungenauer, dies spielt jedoch für diese Analyse eine untergeordnete Rolle (Kapitel 6.2).

Zusätzlich wurde in den Jahren 1998-2000 ca. 11.3 pb^{-1} Daten bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s}=\text{m}_{\text{Z}^0}$ aufgenommen. Diese Daten werden zur Kalibration des Detektors verwendet.

Sub-Detektor	Symbol	Status
Silizium-Mikrovertex	SI	=3
Vertexkammer	CV	=3
Jet-Kammer	CJ	=3
ECAL Barrel	EB	=3
ECAL Endkappen	EE	=3
HCAL Barrel & Endkappen	HT	=3
HCAL Pole-Tip	HP	$\geq$2
Silizium-Wolfram	SW	
Vorwärtsdetektor	FD	SW oder FD=3

Tabelle 3.2: *Anforderungen an den Detektorstatus der einzelnen Sub-Detektoren der analysierten Daten.*

4. Ereignissimulation und -rekonstruktion

Um die theoretischen Vorhersagen mit den experimentellen Daten vergleichen zu können, werden die verschiedenen Typen der Ereignisklassen, gemäß den theoretischen Vorhersagen mit einer Monte-Carlo (MC)-Methode simuliert. Mit den Monte-Carlo-Ereignis-Generatoren werden für den jeweiligen Prozess, der studiert werden soll, die Vierervektoren der in der Reaktion auftretenden Teilchen erzeugt. Die Viererimpulse aller erzeugten Teilchen werden anschließend von der Detektorsimulation GOPAL [68], die auf der GEANT [69] Programmbibliothek basiert, weiterverarbeitet.

Die Detektorsimulation simuliert den Messprozess, wie z.B. die Ionisation des Gases in der Spurkammer, Schauerbildung im Kalorimeter oder Vielfachstreuung. Durch die Detektorsimulation wird es möglich die endliche Nachweiswahrscheinlichkeit und Auflösung zu simulieren. Weiterhin liefert die Detektorsimulation die Daten im selben Format wie sie vom OPAL-Detektor erzeugt werden. Diese Daten können in gleicher Weise verarbeitet werden wie die rohen Informationen, die der OPAL-Detektor liefert. Eine mögliche Entdeckung basiert dann auf dem Vergleich der erwarteten Anzahl von Untergrundereignissen mit den selektierten Daten.

Diese Rohdaten liefern zunächst nur die Rekonstruktion der Spuren in den Spurkammern und die Energiedeposition in den Kalorimetern. Für die Selektion der Signalereignisse ist es sehr wichtig die Viererimpulse der primären Quarks und deren *Flavour* zu kennen. Mit Hilfe der Rekonstruktion von Jets und der kinematischen Anpassungen, sowie die Verwendung von Algorithmen zur Identifikation von b-Quarks wird dies effizient erreicht.

4.1 Physikprozesse bei LEP2

Im Folgenden werden kurz die dominanten Physikprozesse bei LEP2 beschrieben, die im Hinblick auf die Selektion der FCNC-Top-Quark-Produktion den Hauptuntergrund darstellen. Es werden nur die Prozesse dargestellt, die zu vier Quarks im Endzustand führen. Man kann die Prozesse anhand der Endzustände in zwei Ereignisklassen einteilen: Zwei-Fermion-Prozesse und Vier-Fermion-Prozesse. Die Zwei-Photon-Prozesse, die zu den Vier-Fermion-Prozessen gehören, sind für den hadronischen Zerfallskanal des Signals ein vernachlässigbarer Untergrund und werden nicht behandelt.

4.1.1 Zwei-Fermion-Prozesse

Die Annihilation des Elektron-Positron-Paares in ein neutrales Eichboson mit anschließendem Zerfall in ein Fermion-Antifermion-Paar ($\mathrm{Z}^0,\gamma \to \mathrm{f\bar{f}}$, $\mathrm{f} = \mathrm{l},\mathrm{q}$) ist einer der dominanten Untergrundprozesse dieser Analyse, wenn es sich bei den beiden Fermionen um Quarks handelt (siehe Abbildung 4.1). Der Wirkungsquerschnitt für diesen Prozess wird besonders groß, wenn vom Anfangszustand ein Photon mit der Energie $E_\gamma = (s - M_Z^2)/(2\sqrt{s})$ abgestrahlt wird. Die effektive Schwerpunktsenergie des e^+e^--Paares entspricht dann der Masse des Z^0-Bosons, wobei der Wirkungsquerschnitt aufgrund der Z^0-Resonanz sehr groß ist. Man spricht von sogenannten radiativen Z^0-Ereignissen. Die effektive Schwerpunktsenergie wird häufig als $\sqrt{s'}$ bezeichnet und entspricht der invarianten Masse des ausgetauschten Bosons im s-Kanal. Das Photon wird meist in einem sehr kleinen Winkel zur Strahlachse abgestrahlt und bleibt dadurch oft undetektiert.

Von größerem Interesse sind die nichtradiativen Ereignisse (und hier insbesondere der Prozess $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$), da bei ihnen die gesamte Schwerpunktsenergie in Energie von Hadronen umgesetzt wird. Die primären Quarks können Gluonen abstrahlen (siehe Abbildung 4.1 (b)), im Detektor als Ereignisse mit mehr als 2 Jets rekonstruiert werden, und einen Untergrund darstellen der dem Signal sehr ähnlich ist.

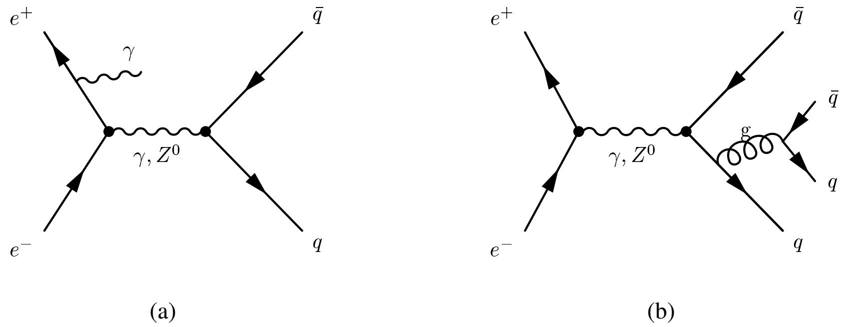


Abbildung 4.1: *Zwei-Fermion-Produktion. In Abbildung (a) ist ein* $Z^0 \rightarrow q\bar{q}\gamma$ *Ereignis zu sehen. Das vom Positron emittierte Photon entkommt meist undetektiert entlang der Strahlröhre, was zu einer verminderten effektiven Schwerpunktsenergie führt. In Abbildung (b) ist ein* $Z^0 \rightarrow q\bar{q}g$ *Ereignis mit Gluonabstrahlung dargestellt.*

4.1.2 Vier-Fermion-Prozesse

Ein weiterer wichtiger Untergrund sind die Vier-Fermion-Prozesse, d.h. alle elektroschwachen-Prozesse mit vier Fermionen im Endzustand. Den Hauptbeitrag an Untergrund für diese Analyse liefern die Vier-Fermion-Prozesse der W- und Z-Paarproduktion mit dem Zerfall beider Bosonen in jeweils ein Quark-Paar. Die Kinematik dieser Prozesse kann den Signalprozessen je nach Schwerpunktsenergie zum Teil sehr ähnlich sein. Das sehr kleine Verzweigungsverhältnis der W-Bosonen in b-Quarks ($W \rightarrow b+X$) und die relativ geringe Zerfallsrate $Z^0 \rightarrow \bar{b}b$ von ca. 15 % erlauben es, einen Großteil der Untergrundereignisse durch b-Quark Identifikation zu unterdrücken.

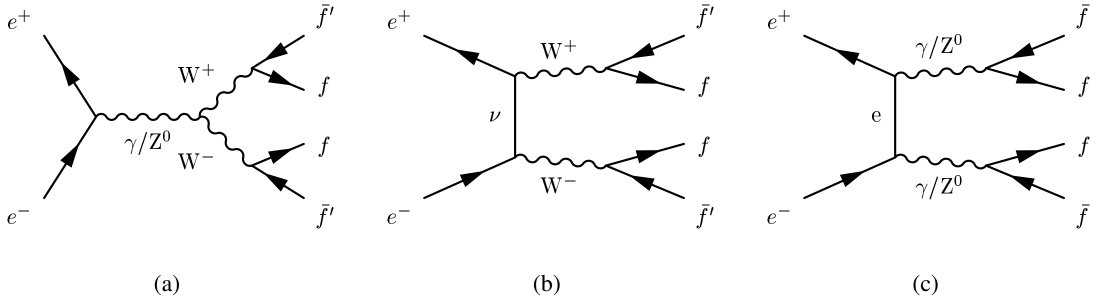


Abbildung 4.2: *Die wichtigsten Vier-Fermion-Untergrundprozesse, die vier Quarks im Endzustand erlauben. Die W-Paar-Produktion über den s-Kanal (a) und t-Kanal (b). Die Paarproduktion neutraler Eichbosonen ist in Abbildung (c) zu sehen.*

4.2 Monte-Carlo-Simulation

Die für die Ereignisselektion relevanten Untergrundprozesse aus Kapitel 4.1 werden mit verschiedenen Monte-Carlo-Generatoren simuliert. Falls Quarks im Endzustand vorhanden sind, durchlaufen diese den Prozess der Hadronisierung (Fragmentation) in farbneutrale Hadronen. Für die Fragmentation, die im Gegensatz zu den primären Produktionsprozessen nicht mit den Methoden der Störungstheorie berechnet werden kann, werden phänomenologische Modelle benötigt. Meist wird hierfür die Lund-String-Fragmentation, die in JETSET, PYTHIA [70] implementiert ist, verwendet. Die freien Parameter der Fragmentation werden an die Beobachtung angepaßt. Die Parameter der verwendeten Version stammen aus der Anpassung an die mit sehr hoher Statistik aufgenommenen LEP1-Daten. Näheres ist in Referenz [71] beschrieben. Beim String-Fragmentationprozess geschieht vereinfacht dargestellt folgendes: Ein Quark mit einer bestimmten Farbladung und das dazugehörige Antiquark mit der entsprechenden Anti-Farbladung entfernen sich voneinander. Das Quark und das Antiquark sind über ein selbstwechselwirkendes Farbfeld miteinander verbunden, das sich bei gegenseitiger Entfernung zu einem schmalen Flußschlauch, genannt String, zusammenzieht. Dieser String reißt, und es entsteht ein neues Quark-Antiquark-Paar. Dieser Prozess wiederholt sich, bis sich Quark-Antiquark-Paare zu Hadronen auf der Massenschale formieren.

4.2.1 Simulation der Zwei-Fermion-Prozesse

Die Zwei-Fermion-Prozesse wurden mit dem PYTHIA-Generator [70] simuliert, wobei die Abstrahlung von Photonen im Anfangs- oder Endzustand über die *Parton-Shower*-Methode berechnet werden. Für systematische Studien wurden Ereignisse mit dem KK2F-Generator [72] simuliert, der im Gegensatz zu PYTHIA die Effekte der Photonenabstrahlung im Anfangs- und Endzustand bis zur zweiten Ordnung der QED berechnet. Dabei werden Interferenzeffekte zwischen ISR[*] und FSR berücksichtigt. Die Fragmentation erfolgt ebenfalls über das Partonschauermodell von JETSET.

Ein weiterer Zwei-Fermion-Generator ist HERWIG [73], der im Gegensatz zur String-Fragmentation das Modell der Cluster-Fragmentation verwendet. Nach dem perturbativen Parton-

---

[*] ISR: Initial State Radiation (FSR: Final State Radiation). Abstrahlung von weichen oder harten Photonen im Anfangszustand (Endzustand).

enschauer werden alle Partonen nichtperturbativ in leichte Quark-Antiquark-Paare aufgespalten. Daraufhin wird eine Farblinie von jedem Quark zu einem Antiquark gezogen, sodass sich ein Farbsingulett-Cluster ergibt. Diese Cluster fragmentieren in Hadronen, die anschließend unter Verwendung von Zerfallstabellen in leichtere Teilchen zerfallen.

4.2.2 Simulation der Vier-Fermion-Prozesse

Die Vier-Fermion-Prozesse wurden mit `grc4f` [74] generiert. Dieser Generator berücksichtigt alle möglichen Feynman-Diagramme, die zu dem Vier-Fermion-Endzustand führen, und deren Interferenzen. Der QCD-Partonenschauer und die anschließende Fragmentation wird wiederum mit dem JETSET-Programm simuliert. Für systematische Studien wurden simulierte Ereignisse mit dem KORALW-Generator [75] erzeugt und untersucht. KORALW zeichnet sich durch Matrixelement ISR-Korrekturen zweiter Ordnung aus.

Die Luminosität der verwendeten Zwei- und Vier-Fermion-Untergrundprozesse entspricht durchschnittlich der 15-30 fachen Luminosität der Daten, sodass der statistische Fehler auf die Untergrundverteilungen gering ist.

4.2.3 Signal-Monte-Carlo-Generatoren

Der gesuchte Prozess $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{t\bar{c}}$ ist nicht als Standardprozess innerhalb von PYTHIA oder anderen Ereignisgeneratoren implementiert. Daher wurde mit verschiedenen Ansätzen geeignete Monte-Carlo-Generatoren umgeschrieben, um die gewünschten Signalereignisse zur simulieren.

Der Signal-Endzustand $\mathrm{\bar{t}c(u)}$ wurde in PYTHIA über den s-Kanal mit dem Austausch eines $\mathrm{Z^0}$-Bosons produziert. Das Top-Quark zerfällt über den SM dominanten Zerfallskanal in ein b-Quark und ein W-Boson bevor gebundene Zustände gebildet oder Gluonen abgestrahlt werden. Daher muss innerhalb der Monte-Carlo-Generatoren ein Farb-String zwischen dem $\mathrm{\bar{b}}$- und dem $\mathrm{c(u)}$-Quark ausgebildet sein, um einen Farb-Singulett-Zustand zu bekommen. Alle Kopplungen und Quark-Fragmentations-Parameter für den Prozess $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{\bar{t}c(u)}$ sind die gleichen wie bei dem Zerfall $\mathrm{Z^0} \to \mathrm{q\bar{q}}$. Für systematische Studien aufgrund der Monte-Carlo-Modellierung wurde das Signal mit einem weiteren Prozess in PYTHIA- und dem EXOTIC-Generator [76, 77] simuliert.

Eine andere Möglichkeit den Prozess in PYTHIA zu realisieren basiert auf dem Modell der Produktion eines horizontalen Eichbosons, welches zwischen den verschiedenen Generationen koppelt und Prozesse wie $\mathrm{s\bar{d}} \to \mathrm{R^0} \to \mu^-\mathrm{e^+}$ erlaubt [78]. Das Signal wird über den Prozess $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{R^0} \to \mathrm{\bar{t}c(u)}$ erzeugt[†]. Die Masse des $\mathrm{R^0}$-Bosons wurde mit 220 GeV und einer Breite von 170 GeV generiert um die Produktion schmaler Resonanzen mit Photonenabstrahlung, wie es bei den radiativen $\mathrm{Z^0}$-Ereignissen der Fall ist, zu verhindern. Die Kopplungen und Fragmentations-Parameter sind wiederum die gleichen wie beim Standard-Signal-Monte-Carlo.

Der Generator EXOTIC wurde zur Paar- oder Einzel-Produktion von schweren oder angeregten Fermionen entwickelt. In diesem Fall handelt es sich bei dem Top-Quark um das schwere Fermion, welches zusammen mit einem c- oder u-Quark produziert wird. Ein sequentielles Zerfallsmodell wird angenommen, bei dem alle Kopplungsparameter den SM-Erwartungen entsprechen. Für diese drei Generatoren wurde das Signal für drei verschiedene Top-Quark-Massen (169, 174, 179 GeV/c^2) simuliert.

[†] Es handelt sich hierbei um den Prozess 144 in PYTHIA.

Bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s}$ =189 GeV wurde das Signal außerdem mit dem JETSET-Generator simuliert. Hierbei handelt es sich um die erste vereinfachte Monte-Carlo-Simulation ohne korrekte Farb-String-Modellierung zwischen dem primären c- und b-Quark.

Im Folgenden wird das PYTHIA-Monte-Carlo mit dem Z^0-Austausch als Standard-MC für das Signal verwendet. Dieses Monte-Carlo enhält Korrekturen für ISR und FSR und berücksichtigt eine Top-Quark-Zerfallbreite nach der SM-Vorhersage. Die anderen Monte-Carlo-Generatoren, die zum Teil keine ISR, FSR oder andere Kopplungen und andere Winkelverteilungen der primären Quarks erzeugen, wurden verwendet um systematische Fehler zu bestimmen. Im Kapitel 6.3.2 werden die Unterschiede der einzelnen MC-Modelle und die Konsequenzen für die Analyse genauer betrachtet. Für die beiden PYTHIA- und das EXOTIC-Monte-Carlo wurde zu jeder Schwerpunktsenergie und für drei verschiedene Top-Quark-Massen jeweils 10000 Ereignisse generiert.

4.3 Rekonstruktion der Ereigniskinematik

Geladene Teilchen hinterlassen meist in den Spurkammern und in den Kalorimetern Signale. Aus der Information der Spurkammern ist es möglich Impulse der Teilchen zu bestimmen. Eine einfache Addition der in der Spurkammer und aus den Kalorimetern bestimmten Energie, würde zu einer Überschätzung der Energie führen. Um diese Doppelzählung zu vermeiden, wurde ein bei OPAL üblicher Korrektur Algorithmus (*Matching Tracks* (MT) [79]) verwendet.

4.3.1 Rekonstruktion von Jets

Die primären Quarks durchlaufen den Prozess der Fragmentation und bilden jeweils Bündel von Teilchen im Detektor, die Jets genannt werden. Um die Impulse und Energie der primären Quarks zu bestimmen, muss man die in der Fragmentation produzierten Jets möglichst gut rekonstruieren. Zur Jet-Rekonstruktion gibt es viele verschiedene Algorithmen, die vereinfacht gesagt entweder nur den geometrischen Abstand von Teilchenspuren (z.B. CONE), oder zusätzlich die Kinematik der Spuren ausnutzen. Eine Besonderheit des Signals besteht darin, dass die leichten Quarks (u,c) nur sehr wenig Energie haben (ca. 15 GeV bei $\sqrt{s}$=189 GeV). Der Jet-Rekonstruktions-Algorithmus muss in der Lage sein, diese sehr niederenergetischen Jets zu rekonstruieren. Für diese Arbeit wurde der Durham-Algorithmus verwendet [80]. Studien mit dem Signal-Monte-Carlo zeigten, dass sich die Energie der primären leichten Quarks mit dem Durham-Algorithmus genau und effizient rekonstruieren lassen. Die Gruppierung der Teilchen zu den Jets geschieht nach dem folgenden Algorithmus: Im gesamten Ereignis wird nach dem Teilchenpaar gesucht, für welches das Abstandsmaß

$$y_{ij} = \frac{2 \cdot min(E_i^2, E_j^2)}{E_{vis}^2}(1 - \cos\theta_{ij}) \tag{4.1}$$

minimal wird. Wobei E_i die Energie[‡] des Teilchens i, E_{vis} die sichtbare Energie des Ereignisses und $\cos\theta_{ij}$ der Winkel zwischen den Teilchen i und j ist. Dieser *Abstand* zweier Teilchen ist gerade dann besonders gering, wenn der Winkel klein ist, und eines der Teilchen wenig Energie besitzt. Für kleine Winkel entspricht dieser Abstand gerade dem Transversalimpuls des energieärmeren (Pseudo-)Teilchens bezüglich der Richtung des Energiereicheren. Das Teilchenpaar mit dem geringsten Abstand y_{ij} wird zu einem neuen Pseudoteilchen kombiniert. Die Iteration wird solange

---

[‡] Hierbei handelt es sich natürlich um die schon korrigierten Energien.

durchgeführt, bis die gewünschte Anzahl von Pseudoteilchen, die dann Jets genannt werden, erreicht ist. Für den hadronischen Zerfallskanal des Signals werden entsprechend der vier primären Quarks im Anfangszustand vier rekonstruierte Jets gefordert. Der Wert y_{34} zeigt, bei welchem y-Wert ein Übergang von einem Vier-Jet-Ereignis in ein Drei-Jet-Ereignis stattfindet, und ist ein Maß dafür, wie stark die Vier-Jet-Struktur des Ereignisses ausgeprägt ist.

4.3.2 Kinematische Anpassung

Um die Auflösung der Impulse und Energien der primären Quarks zu verbessern, werden kinematische Anpassungen (auch Fits genannt) der Jetimpulse vorgenommen. Durch die kinematische Anpassung werden die Dreierimpulse ($\vec{p}_i$) der Jets im Rahmen ihrer Fehler so variiert, dass sie physikalisch motivierten Zwangsbedingungen, wie z.B. Impuls- und Energieerhaltung, genügen. Die invarianten Jet-Massen werden hierbei fixiert, wodurch sich variable Jet-Energien ergeben. Die korrigierten Jetimpulse erhält man, indem das Chi-Quadrat

$$\chi^2 = \sum_i (\vec{p}_i - \vec{p}_i{}')^t V^{-1}(\vec{p}_i)(\vec{p}_i - \vec{p}_i{}') \tag{4.2}$$

unter Berücksichtigung der Zwangsbedingungen für die neuen Impulse $\vec{p}_i{}'$ minimiert wird. Die Matrix $V(\vec{p}_i)$ ist hierbei die Kovarianzmatrix der gemessenen Impulse, deren Parametrisierung aus Monte-Carlo-Studien gewonnen wird. Technisch wird die Anpassung iterativ mit Hilfe der Lagrange'schen Multiplikatoren durchgeführt. Als Ergebnis der Anpassung erhält man einen neuen Satz Vierervektoren der Jets, die nun den Zwangsbedingungen exakt genügen. Zusätzlich liefert die Anpassung mit dem Wert des minimierten χ^2 ein Maß für die Güte der gestellten Hypothese. Dieses χ^2 kann in eine Wahrscheinlichkeit $P(\chi^2)$ umgerechnet werden:

$$P_{\chi^2}(n) = \int_{\chi^2}^{\infty} \frac{x^{n/2-1} e^{-x/2}}{2^{n/2}\Gamma(n/2)} dx \,, \tag{4.3}$$

wobei n die Anzahl der Freiheitsgrade der kinematischen Anpassung ist. Die Anzahl der Freiheitsgrade ist allgemein durch $n = n_{\mathrm{gem}} - n_{\mathrm{an}} + n_{\mathrm{zwang}}$ gegeben, wobei n_{gem} die Anzahl der gemessenen Parameter, n_{an} die Anzahl der anzupassenden und n_{zwang} die der Zwangsbedingungen beschreibt. Im hadronischen Zerfallskanal des Signals gilt n_{gem}=n_{an} und daher $n = n_{\mathrm{zwang}}$. Im rein hadronischen Zerfallskanal des Signals erwartet man, dass die Ereignisse balanciert sind (kein fehlender Impuls) und die gesamte zur Verfügung stehende Schwerpunktsenergie im Detektor sichtbar ist. Dies führt zu den 4 Zwangsbedingungen: $\sum \vec{p}_i = \vec{0}$ und $\sum E_i = \sqrt{s}$. Den entsprechenden kinematischen Fit bezeichnet man als 4C-Fit (4 constrained fit).

Als Hypothesentest für das Signal können noch zwei zusätzliche Zwangsbedinungen gefordert werden. Die zusätzlichen Zwangsbedingungen des sogenannten 6C-Fit sind folgende:

- Zwei Jets stammen vom Zerfall eines W-Bosons ($\mathrm{M}_{\mathrm{j1,j2}} = \mathrm{M}_{\mathrm{W}}$)
- Die beiden Jets vom W-Boson bilden mit einem weiteren Jet die invariante Masse des Top-Quarks ($\mathrm{M}_{\mathrm{j1,j2,j3}} = \mathrm{M}_{\mathrm{top}}$).

Bei diesen beiden zusätzlichen Zwangsbedinungen wird berücksichtigt, dass das W-Boson und das Top-Quark eine endliche Zerfallsbreite haben. Hierzu wird die Breit-Wigner-Zerfallsbreite durch eine Gaussfunktion approximiert. Diese zusätzlichen Zwangsbedingungen sind also nicht auf einen festen Wert fixiert, sondern lassen eine Variation innerhalb der Zerfallsbreite zu.

Wenn die Fehler auf die Jetimpulse und die anfänglichen Meßwerte nicht systematisch falsch bestimmt wurden, handelt es sich bei P_{χ^2} um die Wahrscheinlichkeit, dass die angenommene Hypothese richtig war. Im Idealfall erwartet man für das Signal eine gleichverteilte Wahrscheinlichkeit zwischen 0 und 1. Für Untergrundereignisse, die den Zwangsbedingungen nicht genügen, erwartet man kleinere Wahrscheinlichkeiten. Somit dient die kinematische Anpassung nicht nur zur Verbesserung der Impulsauflösung, sondern auch als Selektionskriterium zwischen Signal und Untergrund.

4.4 Identifikation von b-Quarks

Die Identifikation von Jets, die aus b-Quarks entstanden sind, ist neben der charakteristischen Kinematik das wichtigste Werkzeug zur Selektion von Signalereignissen und zur Unterdrückung des Untergrundes. Bei der Fragmentation der b-Quarks entstehen b-Hadronen (ca. 90% B-Mesonen, 10% B-Baryonen), die eine relativ lange Lebensdauer von ca. $1.6 \cdot 10^{-12}$ s haben. Bei den Energien von LEP2 ergibt dies eine Zerfallslänge von ca. 2-3 mm, und somit einen separierten Zerfallsvertex (Sekundärvertex) vom primären Wechselwirkungspunkt. Dieser sekundäre Zerfallsvertex lässt sich mit Hilfe des Mikrovertex-Detektor präzise nachweisen. Durch die Vermessung von Zerfallslängen (l), oder Zerfallslängen-Signifikanzen (l/σ_l), lassen sich b-Jets sehr rein identifizieren. Eine ähnliche Größe ist die Stoßparameter-Signifikanz. Die Spuren in b-Jets weisen im Mittel größere Stoßparameter-Signifikanzen auf als Jets von leichten Quarks.

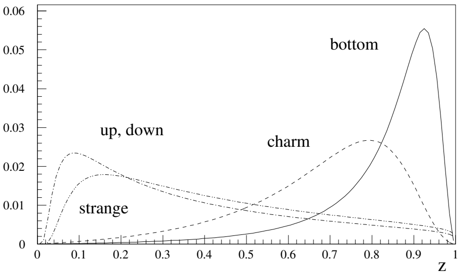


Abbildung 4.3: *Fragmentationsfunktion für verschiedene Quarks.*

Eine weitere Besonderheit von b-Quarks ist deren unterschiedliche Fragmentationsfunktion im Vergleich zu leichten Quarks (u,d,s). Beim Übergang von Quarks in Hadronen ist die Energieübertragung des primären Quarks auf das entstehende Hadron von Bedeutung. Die Fragmentationsfunktion beschreibt die Wahrscheinlichkeit, mit der das Quark einen bestimmten Energiebetrag an das entstehende Hadron übergibt. Beschrieben wird dieser Energieübertrag meist in einer Parametrisierung, in der die Variable

$$z = \frac{(E + p_{\parallel})_{\mathrm{Q\bar{q}}}}{(E + p)_{\mathrm{Q}}} \tag{4.4}$$

verwendet wird, wobei $E_{\mathrm{Q\bar{q}}}$ die Energie des Hadronensystems bestehend aus dem leichten Quark $\bar{q}$ und dem schweren Quark Q ist. Die longitudinale Komponente des Hadronenimpulses bezüglich der Flugrichtung des primären Quarks wird durch $p_{\parallel}$ darstellt. Für die Fragmentation leichter Quarks wird meistens die Lund-symmetrische-String-Fragmentation herangezogen. Die Fragmentation für schwere Quarks (c,b) ist bei deutlich höherem z lokalisiert. Schwere Quarks werden als "hart fragmentierend" bezeichnet, d.h. die aus schweren Quarks gebildeten Hadronen übernehmen in stärkerem Maße Energie und Impuls des primären Quarks. Dies kann mittels der Peterson-Fragmentationsfunktion (4.5) beschrieben werden [81], die in Abbildung 4.3 dargestellt ist.

$$f(z) \sim \frac{1}{z\left(1 - \frac{1}{z} - \frac{\varepsilon}{1-z}\right)^2} \tag{4.5}$$

Der freie Parameter ε ist umgekehrt proportional zum Quadrat der Quarkmasse des schweren Quarks, $\varepsilon \sim \frac{1}{m_Q^2}$. Dies hat zur Folge, dass die Zerfallsprodukte der b-Hadrons hohe Transversalimpulse bezüglich der Jet-Richtung aufweisen. Eine weitere Konsequenz der großen b-Hadronen-Masse besteht darin, dass sehr viele mögliche Zerfallskanäle mit hoher Multiplizität existieren, wobei in ca. 21% der Zerfälle ein geladenes Lepton entsteht, das einen großen Transversalimpuls bezüglich der Jet-Richtung aufweist. Jets, die sich aus b-Quarks bilden, besitzen im Vergleich zu den leichten Quarks eine unterschiedliche Topologie, so sind b-Jets sphärischer als Jets aus leichteren Quarks.

Diese speziellen Eigenschaften von Lebensdauer, Fragmentation, spezieller Kinematik und Topologie von b-Quarks kann man ausnutzen, um b-Jets zu identifizieren (b-tag). Hierzu wurde bei OPAL ein Programmpaket LB [82] entwickelt, um b-Jets effizient und rein zu identifizieren. Dies war besonders wichtig für die Suche nach dem Higgs-Boson, da Higgs-Ereignisse bei den LEP2-Energien bevorzugt in zwei b-Quarks zerfallen. In Abbildung 4.4 ist der schematische Aufbau dieses Programmpaketes dargestellt. Es werden die diskriminierenden Charakteristika der b-Hadron-Zerfälle in einer einzelnen Variablen der “b-tag”-*Likelihood*-Variablen kombiniert. Hierzu werden drei unabhängige Identifikationsalgorithmen mit einer *Likelihood*-Methode kombiniert:

1. Identifikation aufgrund der langen Lebensdauer und Stoßparameter.
2. Identifikation durch leptonische Zerfälle mit großem Transversalimpuls (p_t).
3. Identifikation über die Kinematik.

Die kombinierte b-tag-Variable ist für Jets aus den Z^0-Kalibrationsdaten aus dem Jahre 2000 in Abbildung 4.5(a) dargestellt. Die Monte-Carlo-Simulation ist hierbei in verschiedene Untergrundprozesse zerlegt: leichte Quarks(u,d,s), c-Quarks und b-Quarks. Die Daten werden sehr gut durch die Monte-Carlo-Simulation beschrieben, wie in Abbildung (a,b) zu sehen ist. Weiterhin sieht man in Abbildung (d), dass die b-tag-Variable für die Prozesse $W^+W^- \to q\overline{q}'e\overline{\nu}_e$ und $W^+W^- \to q\overline{q}'\mu\overline{\nu}_\mu$bei niedrigen Werten angesiedelt ist, da der Zerfall $W \to bq$ sehr stark unterdrückt ist.

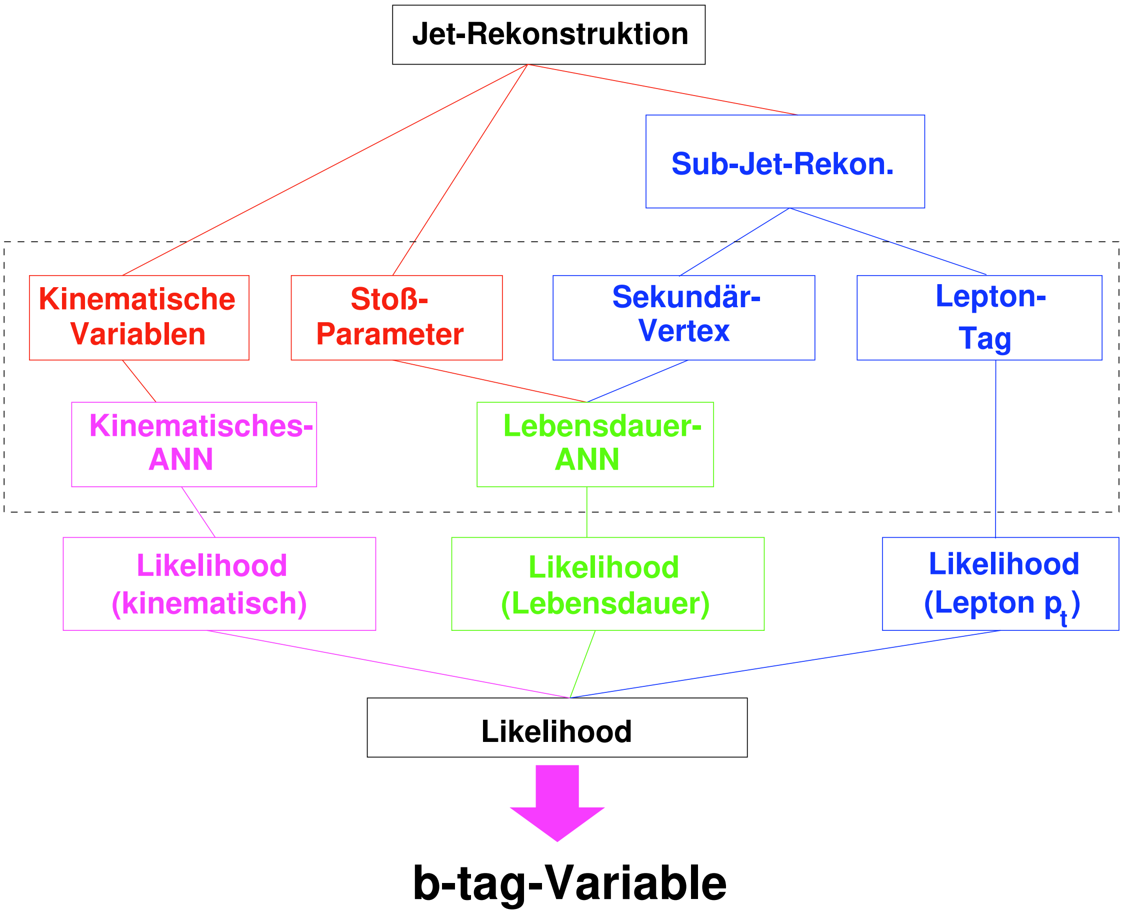


Abbildung 4.4: *Schematischer Aufbau des b-tag-Programmpaketes LB [82]. ANN steht für Artificial Neural Net und* $\mathrm{p_t}$ *ist der Transversalimpuls bezüglich der Jet-Achse.*

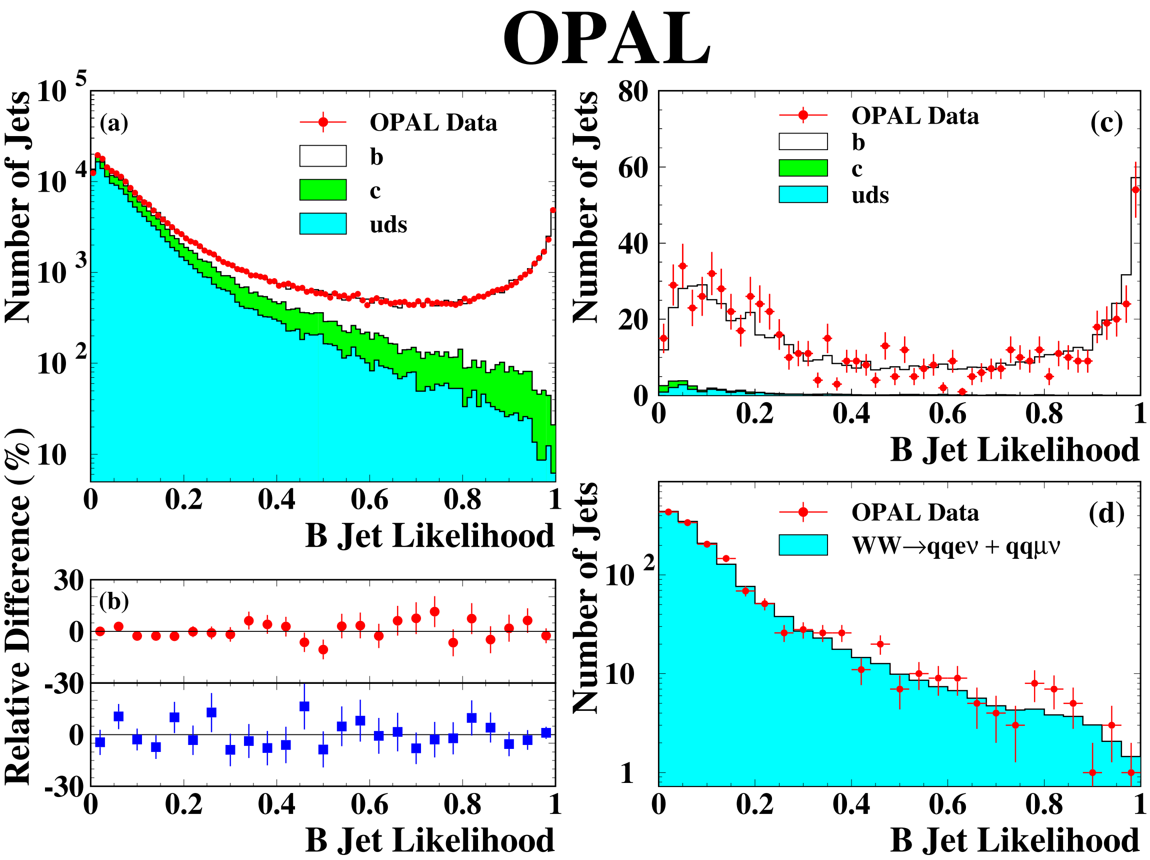


Abbildung 4.5: *Verteilung der “b-tag”-Variable für Kalibrationsdaten aus dem Jahre 2000 bei einer Schwerpunktsenergie von* $\sqrt{s}=\mathrm{m_Z}$ *(a-b) und bei Schwerpunktsenergien von 200-209 GeV (c-d) [83].* **(a)** *Die Verteilung der b-tag-Variablen für Jets im Vergleich von Daten und Monte-Carlo.* **(b)** *Die Differenz von Daten zu Monte-Carlo für Jets, bei denen der Jet auf der gegenüberliegenden Seite als b-Jet (Quadrate) oder als nicht b-Jet (Kreise) identifiziert wurde.* **(c)** *Die b-tag-Wahrscheinlichkeit für gegenüberliegende als b-Jets identifizierte Jets aus* $\mathrm{q\bar{q}}\gamma$ *und* **(d)** *für Jets aus* $\mathrm{W^+W^-} \rightarrow \mathrm{q\overline{q}'e\overline{\nu}_e}$ *und* $\mathrm{W^+W^-} \rightarrow \mathrm{q\overline{q}'}\mu\overline{\nu}_\mu$.

5. Ereignisselektion

Die große Masse des Top-Quarks hat zur Folge, dass das Top-Quark bei LEP nahe der kinematischen Schwelle produziert wird, was zu einer sehr charakteristischen Ereigniskinematik und Topologie führt. Das nahezu in Ruhe produzierte Top-Quark zerfällt im Standardmodell dominant in ein b-Quark und ein W-Boson, wobei das W-Boson in ein Quark-Paar ($\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \rightarrow \bar{\mathrm{c}}\mathrm{t} \rightarrow \bar{\mathrm{c}}\mathrm{b}\mathrm{W}^+ \rightarrow \bar{\mathrm{c}}\mathrm{b}\mathrm{q}\bar{\mathrm{q}}'$) oder in ein geladenes Lepton und ein Neutrino zerfallen kann ($\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \rightarrow \bar{\mathrm{c}}\mathrm{t} \rightarrow \bar{\mathrm{c}}\mathrm{b}\mathrm{W}^+ \rightarrow \bar{\mathrm{c}}\mathrm{b}\mathrm{l}^+\nu$). Das W-Boson zerfällt in ca. 33% leptonisch und in ca. 67% hadronisch.

In dieser Arbeit wird der hadronische Zerfallskanal verwendet, um nach anomaler FCNC-Produktion von Top-Quarks zu suchen. Der Vorteil der höheren Statistik im hadronischen Zerfallskanal wird durch den größeren erwarteten Standardmodell-Untergrund und den größeren kombinatorischen Untergrund kompensiert, jedoch nicht in so dramatischer Weise wie in [53, 84] befürchtet wurde. Insgesamt ist die Sensitivität der beiden Zerfallskanäle sehr ähnlich und liefert vergleichbare Resultate.

5.1 Topologie der Signalereignisse

Nahezu die gesamte Schwerpunktsenergie wird zur Massenerzeugung des Top-Quarks benötigt, und nur ein sehr geringer Anteil der Schwerpunktsenergie steht dem leichten c-Quark als kinetische Energie zur Verfügung. Das im Laborsystem beinahe in Ruhe produzierte Top-Quark zerfällt über einen Zwei-Körperzerfall in ein b-Quark und ein W-Boson. Das b-Quark und das W-Boson erhalten somit nahezu feste Energien, die sich abhängig von der Schwerpunktsenergie deutlich vom erwarteten SM-Untergrund unterscheiden.

$$\begin{array}{lcccl}
E_t & \simeq & \frac{s+m_t^2-m_c^2}{2\sqrt{s}} & \simeq & m_t\,, \\
E_{c(u)} & \simeq & \frac{s-m_t^2+m_c^2}{2\sqrt{s}} & \simeq & \sqrt{s}-m_t\,, \\
E_b & \simeq & \frac{m_t^2-m_W^2+m_b^2}{2m_t}, & & \\
E_W & \simeq & \frac{m_t^2+m_W^2-m_b^2}{2m_t}. & &
\end{array} \tag{5.1}$$

In Abbildung 5.1 ist die simulierte Energieverteilung auf Partonen-Niveau für das primäre c-Quark und das b-Quark für Signalereignisse dargestellt. Im Vergleich dazu ist in rot (gestrichelt, strichpunktiert) die Energieverteilung der Quarks des SM-Hauptuntergrundes ($\mathrm{WW} \rightarrow \mathrm{q}\bar{\mathrm{q}}'\mathrm{q}''\bar{\mathrm{q}}'''$*) dargestellt. Betrachtet man die Energieverteilung der primären Quarks bei der niedrigsten verwen-

---

*Dieser Untergrund wird im Folgenden qqqq genannt.

deten Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s}$ = 189 GeV, so ist in Abbildung 5.1(a) eine deutlich unterschiedliche Energieverteilung von Signal- und Untergrundereignissen zu erkennen. Die Energie der c-Quarks beträgt ca. $189-174 \approx 15$ GeV, wohingegen die niederenergetischen Quarks aus dem WW-Untergrund eine minimal Energie von ca. 20 GeV besitzen. In Abbildung 5.1(b), bei einer Schwerpunktsenergie von 206 GeV ist zu sehen, dass die Verteilungen von Signal und Untergrund bereits auf Parton-Niveau überlappen und die charakteristische Kinematik des Signals mit zunehmender Schwerpunktsenergie immer schlechter vom Untergrund zu trennen ist. Im Gegensatz dazu vergrößert sich aufgrund des Phasenraums der Wirkungsquerschnitt mit zunehmender Schwerpunktsenergie, und somit die Anzahl der zu erwartenden Signalereignissen (Abbildung 2.4).

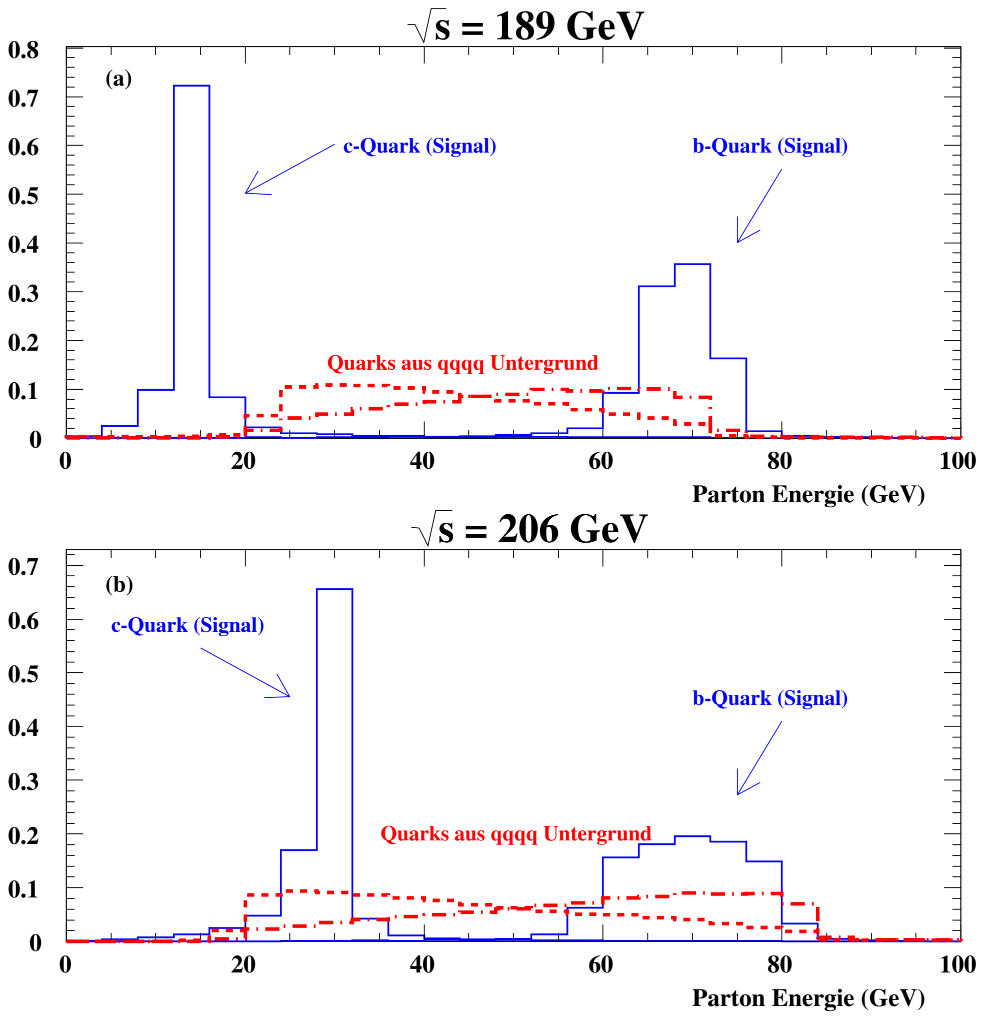


Abbildung 5.1: *Energieverteilung der c(u)-Quarks und b-Quarks für Signalereignisse (durchgezogen, blau) auf Parton-Niveau bei einer Schwerpunktsenergie von 189 GeV (a) und 206 GeV (b). Im Vergleich dazu ist die Energieverteilung der Quarks aus dem hadronischen W-Boson Zerfall(qqqq) (gestrichelt, strichpunktiert, rot) dargestellt. Alle Verteilungen sind auf Eins normiert.*

Die Selektion erfolgt in zwei Schritten. Zunächst werden Vier-Jet Ereignisse unter Verwendung von Schnitten selektiert. Dies unterdrückt einen Großteil der $Z^0/\gamma \to q\bar{q}(\gamma)$-Ereignisse. Nach dieser Vorselektion wird für die verbleibenden Ereignisse mit der *Likelihood*-Methode eine Art Signal-Wahrscheinlichkeit berechnet. Anhand dieser wird zwischen Signal und Untergrund unterschieden.

Die im Folgenden beschriebene Selektion wird auf die Daten der Jahre 1998 bis 2000 angewendet. Die integrierten Luminositäten der Datensätze und die Funktionstüchtigkeit der einzelnen Detektorkomponenten wurden bereits in Kapitel 3 beschrieben.

5.2 Vorselektion

Die Vorselektion dient dazu, Ereignisse die keine große Ähnlichkeit mit der gesuchten Signaltopologie haben, abzutrennen. Insbesondere werden dadurch fast alle Zwei-Photon-Ereignisse und ein Großteil der Zwei-Fermion-Ereignisse unterdrückt. Die Vorselektion erleichtert die nachfolgende *Likelihood*-Analyse, da in den Referenzverteilungen die abgelehnten Untergrundklassen nicht mehr eingehen.

Beim hadronischen Zerfallskanal des Signals erhält man insgesamt vier Jets wie in Abbildung 5.2 schematisch dargestellt ist. In Abbildung 5.3 ist das Ereignisbild eines Monte-Carlo-Signalereignises bei $\sqrt{s} = 189$ GeV dargestellt. Zwei der Jets kommen vom hadronisch zerfallenen W-Boson (grün, rot). Ein niederenergetischer Jet wird vom primären c-Quark gebildet (blau). Der vierte nahezu monoenergetische Jet wird vom b-Quark gebildet (schwarz).

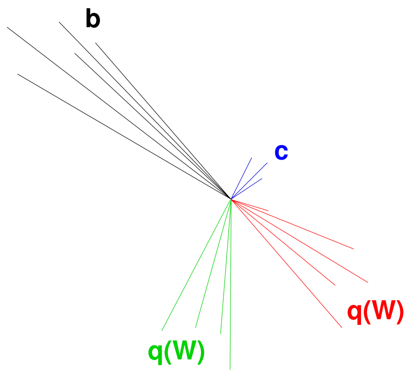


Abbildung 5.2: *Topologie der Signalereignisse im hadronischen Zerfallskanal des W-Bosons.*

Es werden folgende Schnitte angewendet:

1. *Multihadron-Endzustand*
   Das Ereignis muss als multihadronischer Endzustand klassifiziert sein. Hierzu wird ein standardisiertes OPAL-Kriterium verwendet (L2MH). Diese Selektion verwendet nur Ereignisse mit mindestens fünf guten[†] Spuren und mindestens sieben guten Energiedepositionen (Clu-

---

[†] Gute Cluster oder Spuren müssen Mindestmessanforderungen erfüllen (min. Anzahl von Meßpunkten, min. Impuls oder Energie . . .), siehe [85] Appendix B.2.

ster[‡]) im elektromagnetischen Kalorimeter zugelassen [85]. Zusätzlich fordert man, dass die sichtbare ECAL-Energie mindestens 14% der Schwerpunktsenergie beträgt und gegenüber dem Polarwinkel ausbalanciert ist:

$$|\sum(E_{clus} \cdot \cos\theta)| / \sum E_{clus} < 0.75 \tag{5.2}$$

Dabei wird über die Energie E_{clus} aller Cluster summiert. Multihadronische Ereignisse lassen sich durch dieses Kriterium von Zwei-Photon, kosmischer Untergrund und Strahl-Gas-Ereignissen trennen.

Die Spuren und Cluster werden mittels Durham-Algorithmus zu genau Vier-Jets rekonstruiert (siehe Kapitel 4.3.1), wobei die Impulse und Energie der Jets mit dem MT-Algorithmus korrigiert wurden.

2. *Maximale Leptonenergie < 40 GeV*
   Es werden alle Ereignisse verworfen, die Leptonen enthalten, welche mit dem ID-Algorithmus [86] als Elektronen oder Myonen identifiziert wurden, und eine Leptonenenergie größer als 40 GeV aufweisen. Die Verteilung der maximalen Leptonenergie ist in Abbildung 5.4 (a) dargestellt.

3. *Effektive Schwerpunktsenergie* $\sqrt{s'} \geq$ *150 GeV*
   Als effektive Schwerpunktsenergie $\sqrt{s'}$ bezeichnet man die Schwerpunktsenergie nach Photonenabstrahlung im Anfangszustand. Besonders bei Ereignissen aus dem Prozess $(\mathrm{Z}^0/\gamma) \to \mathrm{q\bar{q}}$ wird zu einem großen Anteil ein hochenergetisches Photon im Anfangszustand abgestrahlt, um eine effektive Schwerpunktsenergie bei der Z^0-Resonanz zu erhalten, da bei dieser der Wirkungsquerschnitt besonders groß wird. Die Rekonstruktion der effektiven Schwerpunktsenergie erfolgt mit zwei unterschiedlichen Methoden. Zum einen wird angenommen, dass das abgestrahlte Photon im Detektor identifiziert wurde und erhält $\sqrt{s'} = ((\sqrt{s} - E_\gamma)^2 - \vec{p}_\gamma^{\,2})^{1/2}$. Im zweiten Fall wird angenommen, dass das Photon undetektiert entlang der Strahlachse abgestrahlt wurde. In diesem Fall entspricht $\sqrt{s'}$ der invarianten Masse des Ereignisses, die durch eine kinematische Anpassung bestimmt wird. Der kleinere Wert der beiden Methoden wird als effektive Schwerpunktsenergie in der Schnittselektion verwendet (Abbildung 5.4 (b)).

4. *Durham-Jet Parameter* $\log_{10}(y_{43}) > -3$
   Der Durham-Jetauflösungsparameter y_{43} ist ein Maß dafür, ob es sich bei dem Ereignis eher um eine 3-Jet oder 4-Jet Topologie handelt. Mit diesem Schnitt wird ebenfalls ein Großteil der $(\mathrm{Z}^0/\gamma) \to \mathrm{q\bar{q}}$ Ereignisse verworfen, die ein Gluon im Endzustand abgestrahlt haben, und eine 3-Jet Topologie aufweisen. Die Verteilung der Monte-Carlo-Untergrundereignisse und Datenereignisse ist in Abbildung 5.4 (c) zu sehen.

5. *C Variable > 0.4*
   Der C-Parameter beschreibt die Ereignis-Topologie und die Art der Verteilung der Spuren innerhalb des Detektors. Er ist Maß für die Sphärizität des Ereignises und ist definiert als

---

[‡] Ein oder mehrere zusammenhängende Bleiglasblöcke, in denen ein Signal registriert wurde, werden als Cluster bezeichnet.

Summe der Eigenwerte e_1, e_2, e_3 des normierten Energie-Impuls-Tensors θ_{ij}:

$$\theta_{ij} = \frac{\sum_{a=1}^{N} p_i^a p_j^a / |\vec{p}_a|}{\sum_{a=1}^{N} |\vec{p}_a|} \tag{5.3}$$

$$C = 3(e_1 e_2 + e_2 e_3 + e_3 e_1). \tag{5.4}$$

p_i^a, $i = 1, 2, 3$ bezeichnet die i-te Komponente des Dreierimpulses $\vec{p}_a$ des Teilchens a der insgesamt N Teilchen. Ein kollineares zwei-Jetartiges-Ereignis besitzt einen Wert in der Nähe von Null. Ein sphärisch gleichmäßig verteiltes Ereignis tendiert zu großen C-Werten bei Eins (siehe Abbildung 5.4 (d)).

6. *mindestens 15 geladene Spuren*
   Dieser Schnitt unterdrückt hauptsächlich Ereignisse vom WW → qqlν SM-Untergrund, die aufgrund des leptonischen W Zerfalls eine geringere Multiplizität aufweisen (siehe Abbildung 5.4 (e)).

7. *4C kinematische Anpassung* $\mathscr{P}(\chi^2_{4C}) > 10^{-5}$
   Die Hypothese der Energie- und Impulserhaltung wird mit Hilfe der kinematischen Anpassung überprüft (Kapitel 4.3.2). Es wird eine Wahrscheinlichkeit der χ^2-Verteilung größer als 10^{-5} gefordert. Dies hat eine Verbesserung der Energie-, Impuls- und Massenauflösung der selektierten Ereignisse zur Folge. Weiterhin dient es zur Unterdrückung von Ereignissen mit fehlender Energie, bei denen die kinematische Anpassung nicht, bzw. nur mit großen Werten von χ^2 möglich ist.

Eine maßgebliche Rolle im hadronischen Zerfallskanal spielt die Zuordnung der primären Quarks zu den rekonstruierten Jets. Im hadronischen Zerfallskanal mit vier Jets gibt es 12 verschiedene Möglichkeiten, zwei der Jets zu einem W-Boson und mit einem weiteren Jet zu einem Top-Quark zu kombinieren. Um eine möglichst hohe Reinheit der Zuordnung zu erreichen wird die Kinematik und die Tatsache, dass einer dieser Jets von einem primären b-Quark stammt, mittels kinematischer Anpassung und b-tag-Variablen kombiniert. Hierzu wird aus dem χ^2-Wert der kinematischen Anpassung mit 6 Zwangsbedinungen (siehe Kapitel 4.3.2) eine Wahrscheinlichkeit berechnet ($\mathscr{P}$(6C)), und mit der b-tag-Variablen des vermeintlichen b-Jets ($\mathscr{P}$(b-tag)), bei der es sich auch um eine Art Wahrscheinlichkeit handelt, wie folgt kombiniert:

$$\mathscr{P}(\text{b-tag}, 6\text{C}) = \frac{\mathscr{P}(6\text{C})\,\mathscr{P}(\text{b-tag})}{\mathscr{P}(6\text{C})\,\mathscr{P}(\text{b-tag}) + (1 - \mathscr{P}(6\text{C}))\,(1 - \mathscr{P}(\text{b-tag}))}. \tag{5.5}$$

Es wird pro Ereignis diejenige der 12 möglichen Quark-Jet-Zuordnung verwendet, bei welcher der Wert $\mathscr{P}$(b-tag, 6C) maximal ist. Bei der Variablen $\mathscr{P}$(b-tag, 6C), mit Werten zwischen 0 und 1, handelt es sich um eine Art Wahrscheinlichkeit für die richtige Jet-Zuordnung für Signalereignisse. Die Reinheit der Jet-Zuordnung kann anhand von MC-Studien überprüft werden. Nach der Vorselektion zeigt sich, dass bei einer Schwerpunktsenergie von 189(206) GeV in 78%(77%) der Fälle die Jet-Zuordnung zum primären b-Quark richtig ist und in ca. 66%(65%) der Fälle die komplett richtige Quark-Jet-Zuordnung ausgewählt wird.

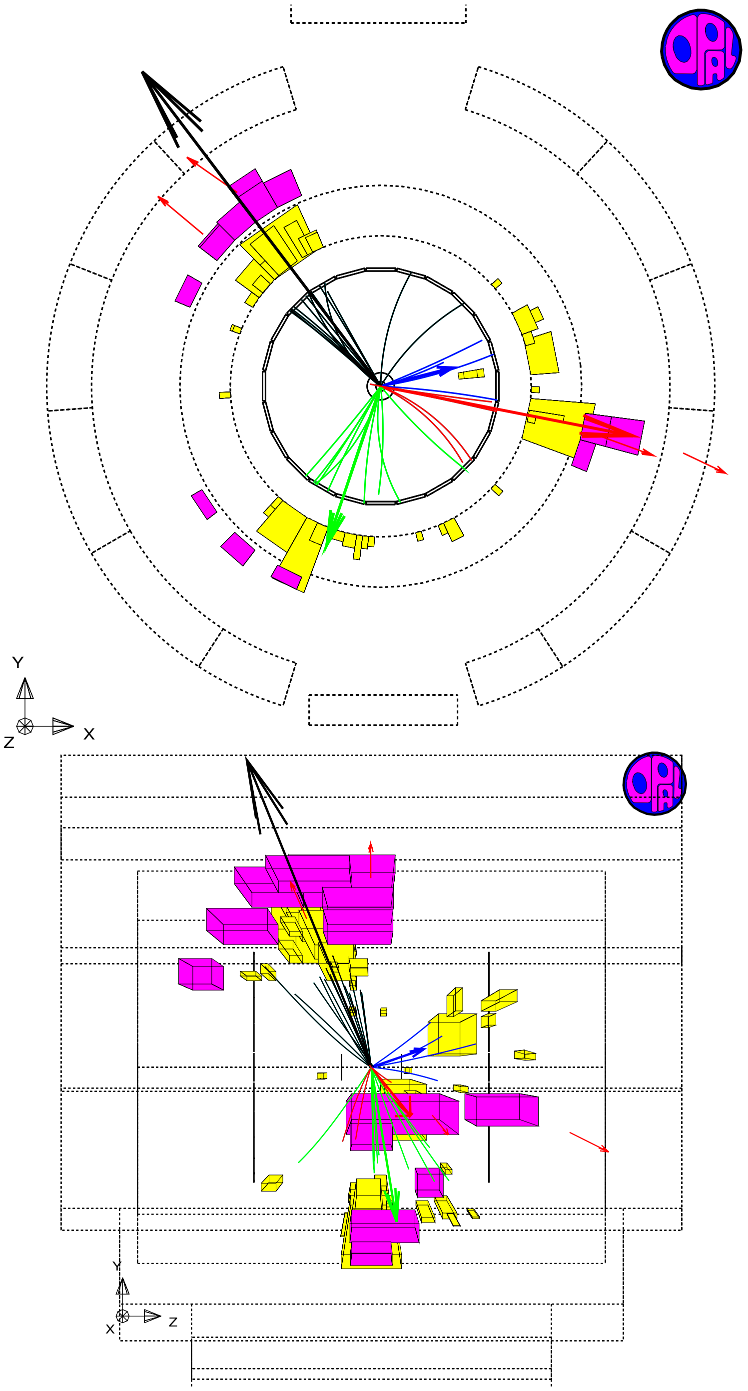


Abbildung 5.3: *Ereignisbild eines MC-Signalereignis in der xy- und yz-Ebene bei einer Schwerpunktsenergie von* $\sqrt{s}$ *= 189 GeV. Der primäre Vertex befindet sich im Zentrum des Bildes, an dem die in der Jetkammer rekonstruierten Spuren ihren Ursprung haben. Die Cluster in den beiden Kalorimetern sind als Rechteck dargestellt, die eine zu ihrer Energie proportionale Größe besitzen. Das elektromagnetische Kalorimeter ist innen (gelb), das hadronische weiter außen (violett). Die Pfeile zeigen die Richtung der Jetachsen an. Deutlich ist die Vier-Jet-Verteilung im Detektor zu erkennen mit einem sehr hochenergetischen Jet (schwarz) den beide Jets vom W-Boson (rot,grün) und dem niederenergetischen c-Jet (blau).*

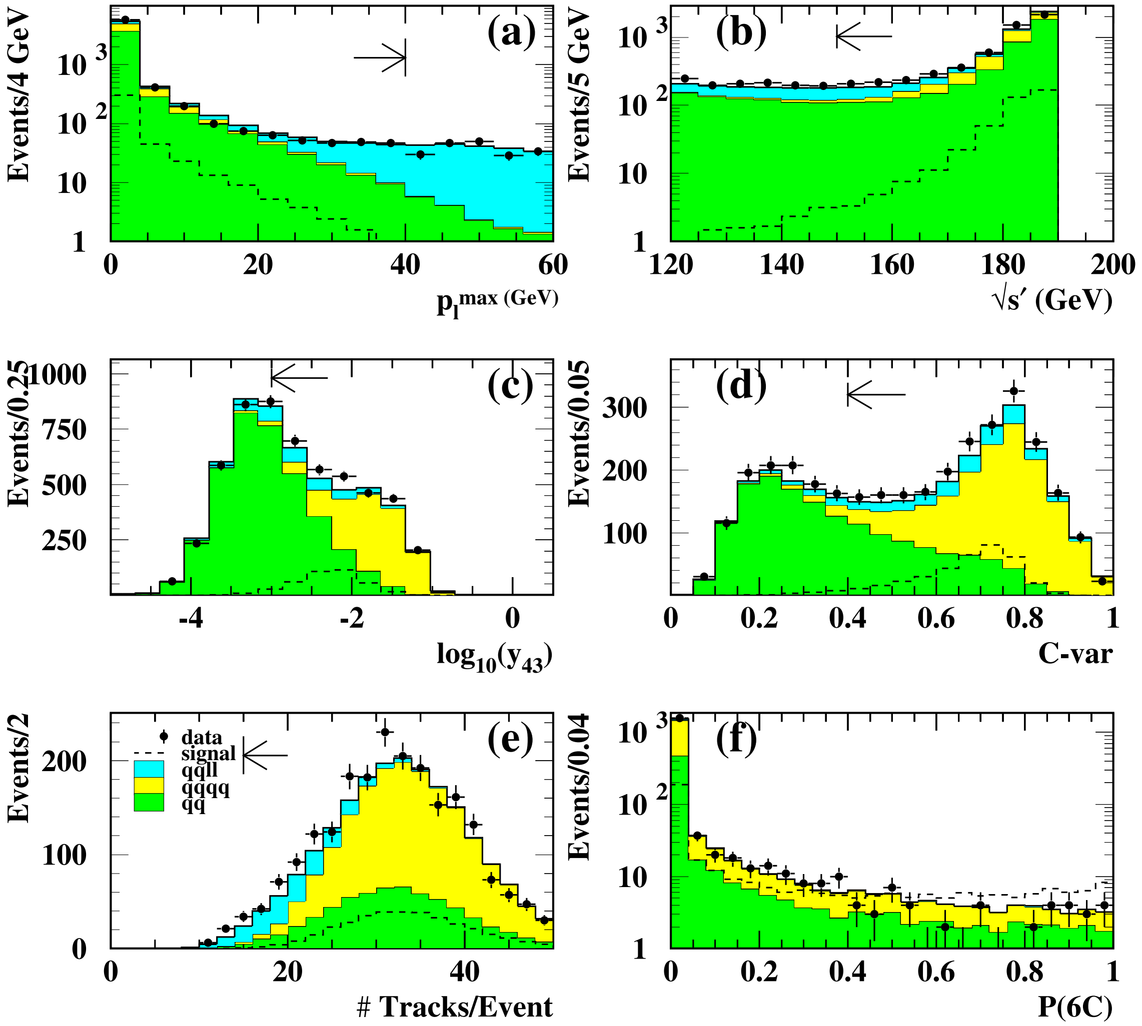


Abbildung 5.4: *Verteilungen der Vorselektions-Variablen bei einer Schwerpunktsenergie von* $\sqrt{s}$*=189 GeV. Die Schnitte auf die einzelnen Variablen werden sukzessive durchgeführt, und sind mit Pfeilen angedeutet. Die Punkte sind die OPAL-Daten, das helle Histogramm (gelb) und das mittlere grau (Türkis) zeigen den Vier-Fermion-Untergrund qqqq und qqll. Das dunkelgraue (grüne) Histogramm zeigt den* $Z \to q\bar{q}(\gamma)$*0-Untergrund. Das gestrichelte Histogramm zeigt Qualitativ den Verlauf des Signals mit frei gewählten Wirkungsquerschnitt.*

8. *6C kinematische Anpassung* $\mathscr{P}(\chi^2_{6C}) > 10^{-5}$
   Von der 6C-Anpassung wird ebenfalls Konvergenz gefordert (Abbildung 5.4 (f)). Im Gegensatz zum 4C-Fit dient dieser Schnitt nur zur Untergrund-Unterdrückung. Zur Berechnung weiterer kinematischer Größen werden die Energien und die Impulse der Jets nach der 4C kinematischen Anpassung verwendet, um die Kinematik des Untergrundes nicht in Richtung Signal zu zwängen.

Ein Vergleich der Verteilungen der meisten bei der Vorselektion verwendeten Variablen bei einer Schwerpunktsenergie von 189 GeV und der jeweiligen MC-Simulation ist in Abbildung 5.4 dargestellt. Es ist zu erkennen, dass die MC-Simulation die Datenpunkte sehr schön beschreibt. Die Anzahl der beobachteten Ereignisse in den Daten, die Erwartungen der einzelnen Untergrundprozesse und die totale Signaleffizienz unter Berücksichtigung des W-Boson-Verzweigungsverhältnisses in Quarks ist in Tabelle 5.1 für die Schwerpunktsenergie von 189 GeV exemplarisch dargestellt.

Schnitt	Daten	Untergrund	$q\bar{q}$	$q\bar{q}q\bar{q}$	$q\bar{q}l^+l^-$	$\varepsilon\cdot$ Br (%)
1.	7100	6887.9	4550.1	1374.5	963.3	67.1
2.	6807	6579.2	4531.1	1373.9	674.2	66.9
3.	5556	5449.5	3769.1	1331.4	348.9	64.7
4.	3309	3142.5	1603.7	1308.5	230.4	62.3
5.	2209	2106.8	643.4	1267.6	195.9	59.5
6.	2148	2063.5	634.2	1264.3	164.9	59.3
7.	2030	1951.2	620.0	1261.7	69.6	59.2
8.	838	865.9	320.4	539.2	6.4	43.9

Tabelle 5.1: *Anzahl der selektierten Ereignisse nach den einzelnen Schnitten der Vorselektion. Aufgeführt sind die OPAL-Daten und die verschiedenen SM-Monte-Carlo-Untergrundprozesse bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 189$ GeV. Die letzte Spalte zeigt die totale Effizienz für Signalereignisse bei einer Top-Quark-Masse von 174 GeV. Der erwartete SM-Untergrund ist auf die integrierte Luminosität der Daten normiert.*

Nach der Vorselektion setzt sich der Untergrund aus ca. 37% qq und ca. 63% qqqq Ereignissen bei $\sqrt{s}$ = 189 GeV zusammen. Bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s}$ = 206 GeV gewinnt der qqqq-Untergrund noch mehr an Dominanz und stellt ca. 80% des Untergrundes dar.

5.3 Likelihood-Selektion

Nach der Vorselektion weisen die verbleibenden Untergrundereignisse nur noch wenig ausgeprägte Unterscheidungsmerkmale auf. Um die teilweise sehr geringen Unterschiede in verschiedenen Variablen optimal auszunutzen, wird die *Likelihood*-Methode verwendet. Durch Anwendung der *Likelihood*-Methode lässt sich das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis im Vergleich zu Schnitten auf einzelne Variablen meist deutlich verbessern. Die verschiedenen diskriminierenden Variablen werden hierzu zu einer einzigen Variablen, der *Likelihood*-Variablen kombiniert. Für jede der m Observablen x_i wird für die n unterschiedlichen Ereignisklassen aus MC-Ereignissen die normierte Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion $f_i^j(x_i)$, mit $i = 1,m$ und $j = 1,n$ bestimmt. In dieser Analyse wurden drei verschiedene Ereignisklassen verwendet ($n = 3$): Zwei-Fermion-Untergrund, Vier-Fermion-Untergrund und das Signal. Man spricht in diesem Fall von einem drei-Klassen-*Likelihood*. Es lässt sich die Wahrscheinlichkeit $p_i^j(x_i)$, dass es sich bei der Messung von x_i für die Größe i um ein Ereignis aus der Klasse j handelt, wie folgt berechnen:

$$p_i^j = f_i^j(x_i) / \sum_{k=1}^{n} f_i^k(x_i). \tag{5.6}$$

Die *Likelihood*-Variable für die Klasse j bei der Messung der m verschiedenen Variablen $x_i, \ldots, x_m = \vec{x}$ ist dann durch das normierte Produkt der Einzelwahrscheinlichkeiten für die einzelnen Variablen gegeben. Die *Likelihood*-Variable für die Klasse der Signalereignisse wird wie folgt berechnet:

$$\mathscr{L}^{Signal} = \frac{\mathscr{P}^{Signal}(\vec{x})}{\mathscr{P}^{Signal}(\vec{x}) + \mathscr{P}^{Untergrund}(\vec{x})} \tag{5.7}$$

$$\text{mit} \quad \mathscr{P}^{Signal}(\vec{x}) = \prod_i p_i^{Signal}(x_i) \qquad \text{bzw.} \qquad \mathscr{P}^{Untergrund}(\vec{x}) = \prod_i p_i^{Untergrund}(x_i)\ . \tag{5.8}$$

Signalereignisse liegen per Definition in der Nähe von $\mathscr{L} \approx 1$, wohingegen Untergrundereignisse am häufigsten bei $\mathscr{L} \approx 0$ auftreten. Bei der *Likelihood*-Variablen $\mathscr{L}$ handelt es sich nur dann um eine exakte Wahrscheinlichkeit, wenn alle Eingangsvariablen völlig unkorreliert sind. Die Deutung als Wahrscheinlichkeit kann auch bei kleinen Korrelationen noch als gute Näherung betrachtet werden. Ungeachtet der Wahrscheinlichkeitsdeutung kann die *Likelihood*-Variable stets als diskriminierende Variable verwendet werden, auch wenn das Trennungsvermögen mit zunehmenden Korrelationen zwischen den einzelnen Variablen abnimmt. So können starke Korrelationen dazu führen, dass eine *Likelihood*-Verteilung auch einen Anstieg im Bereich der falschen Ereignisklasse besitzt. Mögliche Korrelationen (linear, oder höherer Ordnung) könnten z.B. mit Neuronalen Netzen berücksichtigt werden. Dies wurde nicht verwendet, da ein Satz von *Likelihood*-Eingangsvariablen gefunden wurde, die nur kleine Korrelationen aufweisen. Die geringen Korrelationen zeigen sich in allen drei Klassen, aufgrund der unterschiedlichen Variablen-Eigenschaften, welche die Kinematik, Topologie und b-tag der Ereignisse ausnutzen.

Zur Selektion der Signalereignisse werden fünf Variablen zur *Likelihood*-Variablen kombiniert. Um die Wahrscheinlichkeiten für jede Variable zu berechnen, werden aus MC-Ereignissen sogenannte Referenzverteilungen für die normierte Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung erzeugt (siehe Abbildung 5.5). Dies geschieht für jede analysierte Schwerpunktsenergie getrennt. Die verwendeten Eingangsvariablen nutzen die unterschiedliche Kinematik, Topologie und die Existenz eines b-Quarks.
Die Unterscheidung von Signal und Untergrund aufgrund der unterschiedlichen Kinematik erfolgt mit den folgenden Variablen:

- **χ^2 des 6C-Fits**
  Die χ^2-Verteilung aus der kinematischen Anpassung mit 6 Freiheitsgraden ist ein Maß dafür, wie verträglich die Kinematik mit der Kinematik des Signals ist. Es wird die χ^2-Verteilung für die Jet-Kombination verwendet, welche in der Vorselektion die größte kombinierte Wahrscheinlichkeit $\mathscr{P}(\text{b-tag}, 6\text{C})$ ergab. Für Signalereignisse erwartet man kleine Werte, wohingegen man für Untergrundereignisse größere Werte annimmt. Der Wertebereich bis $\chi^2 \approx 33$ entspricht dem Schnitt auf $\mathscr{P}(\chi^2_{6C}) > 10^{-5}$ aus der Vorselektion.

- $\mathrm{E_c/E_{vis}}$
  Die Energie aus der 4C kinematischen Anpassung, des als c-Jet identifizierten Jets, geteilt durch die gesamte sichtbare Energie des Ereignis. Für Signalereignisse erhält man niederenergetische c-Jets mit Energien zwischen ca. 15 GeV ($\sqrt{s} = 189$ GeV) und ca. 30 GeV ($\sqrt{s} = 206$ GeV) wie bereits auf Partonen-Niveau zu sehen war (Abbildung 5.1).

- **cos**$(\vec{p}_{W_{q1}}, \vec{p}_{W_{q2}})$
  Der Winkel zwischen den beiden zum W-Boson zugehörigen Jets im Laborsystem. Das W-Boson des Signals erhält im Vergleich zum W der WW-Ereignisse mehr Energie. Die beiden Quarks des Signal-W-Zerfalls bieten daher kleinere Winkel, oder größere cos-Werte als der Untergrund.

- **Thrust**
  Diese Variable berücksichtigt die unterschiedliche Topologie von Signal und Untergrund. Die Thrust-Variable ist wie folgt definiert:

  $$T = \overset{|\vec{n}|=1}{max} \frac{\sum_i |\vec{n} \cdot \vec{p}_i|}{\sum_i |\vec{p}_i|} , \qquad (5.9)$$

  wobei der Vektor $\vec{n}$ die Thrustachse definiert für die der Wert T maximal wird. Der erlaubte Wertebereich liegt zwischen 0.5 und 1.0. Für kollineare 2-Jet Ereignisse ergibt sich ein Wert von T $\approx$ 1 wohingegen man für völlig isotrop verteilte Ereignisse einen Wert von 0.5 erhält.

- **b-tag**
  Die größte Separationskraft zur Unterdrückung des Untergrundes liefert die b-tag-Variable. Der dominante Untergrund der W-Paare, die in vier Quarks zerfallen und ähnliche Kinematik aufweisen, können mit der b-tag-Variablen zu einem Großteil reduziert werden. Das W-Bosonen zerfällt dominant in ein Paar von ud- oder cs-Quarks. Der Zerfall in tb ist kinematisch verboten. Der Zerfall in bc(bu) ist durch ein entsprechend kleines Element der CKM-Matrix auf etwa 0.04^2 (0.004^2) unterdrückt. Als *Likelihood*-Eingangsvariable wird der Wert der b-tag-Variablen für den in der Vorselektion ausgewählten b-Jet verwendet. Bei dieser Jetauswahl wurde nicht der Jet mit dem höchsten b-tag-Wahrscheinlichkeit ausgewählt, sondern der Jet der aufgrund der b-tag-Variable **und** der Kinematik mit der größten Wahrscheinlichkeit einem *Signal b-Jet* entspricht. Würde nur die b-tag-Variable mit der höchsten b-tag-Wahrscheinlichkeit pro Ereignis ausgewählt werden, dann könnten c-Quarks aus W Zerfällen fälschlicherweise eine hohe b-tag-Wahrscheinlichkeit aufweisen. So kann es vorkommen, dass die aus c-Quarks gebildeten D-Mesonen mit einer Lebensdauer von ca. 0.5-1 ps einen Sekundärvertex bilden, und somit als b-Quarks identifiziert werden. Dies ist in Abbildung 4.5(a) zu sehen. Die Separation von Signal zu Untergrund mit dieser b-tag-Variablen wäre schlechter.

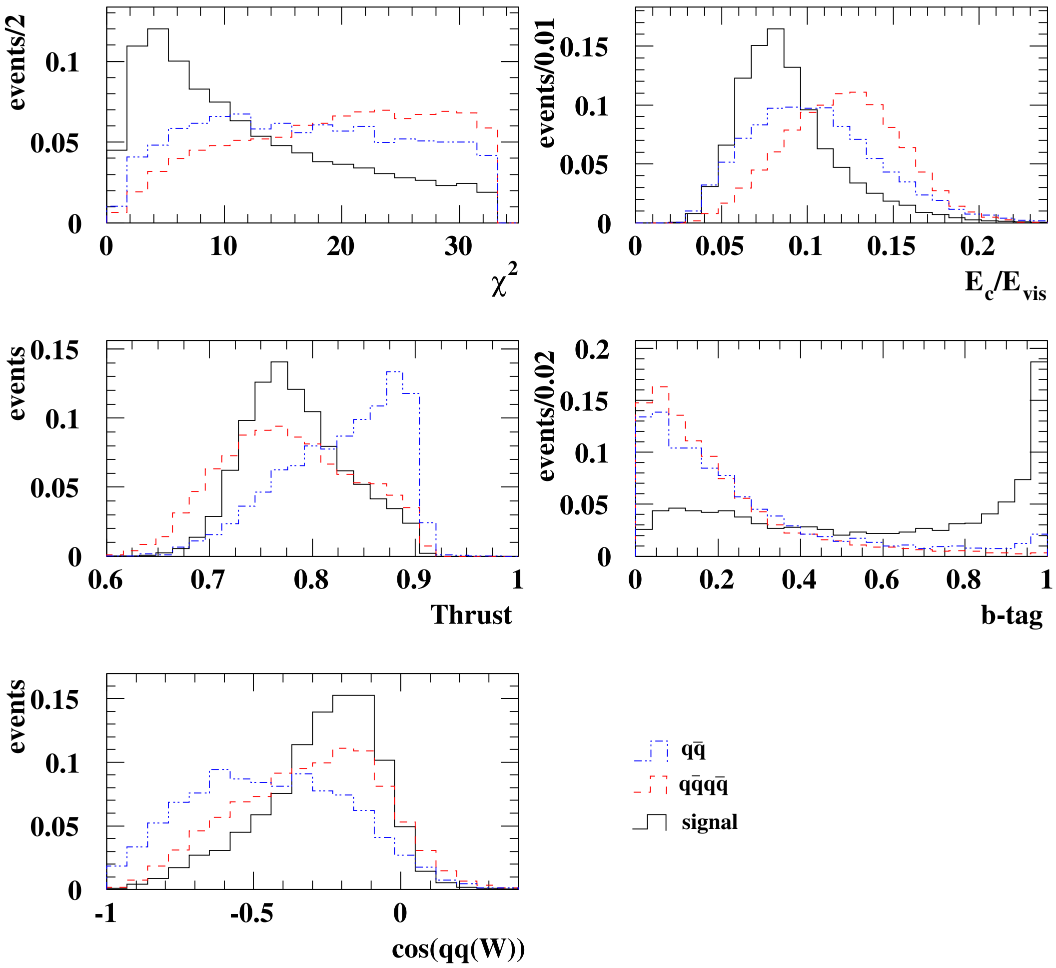


Abbildung 5.5: *Verteilung der fünf Likelihood-Eingangsvariablen bei* $\sqrt{s}$*=189 GeV. Dargestellt sind die Verteilungen für die drei unterschiedlichen Ereignisklassen: Signal (schwarz, durchgezogen), Vier-Fermion (rot, gestrichelt) und Zwei-Fermion (blau, strichpunktiert). Alle Verteilungen sind auf Eins normiert.*

5.3.1 Einzelne b-Jets in e^+e^--Beschleunigern

Neben der charakteristischen Kinematik bietet eine hohe b-tag-Wahrscheinlichkeit für **einen** Jet das effizienteste Selektionskriterium. Es zeigte sich, dass der Wirkungsquerschnitt für SM-Prozesse mit einer ungeraden Anzahl von b-Jets im Endzustand sehr selten ist. Die Idee eine neue annähernd erhaltene Quantenzahl, die b-Parität, für e^+e^--Beschleuniger einzuführen wird in [87] diskutiert. Allein die Forderung nach nur einem b-Jet könnte schon ein Kriterium für neue Physik darstellen. Jedoch sollte die Effizienz und besonders die Reinheit sehr groß sein, um die übrigen Jets als nicht b-Jets zu identifizieren. Die Forderung nach einem Anti-b-tag für die restlichen Jets wurde in dieser Analyse nicht verwendet, da der Vier-Fermion-Hauptuntergrund keine b-Jets enthält und somit nicht unterdrückt wird.

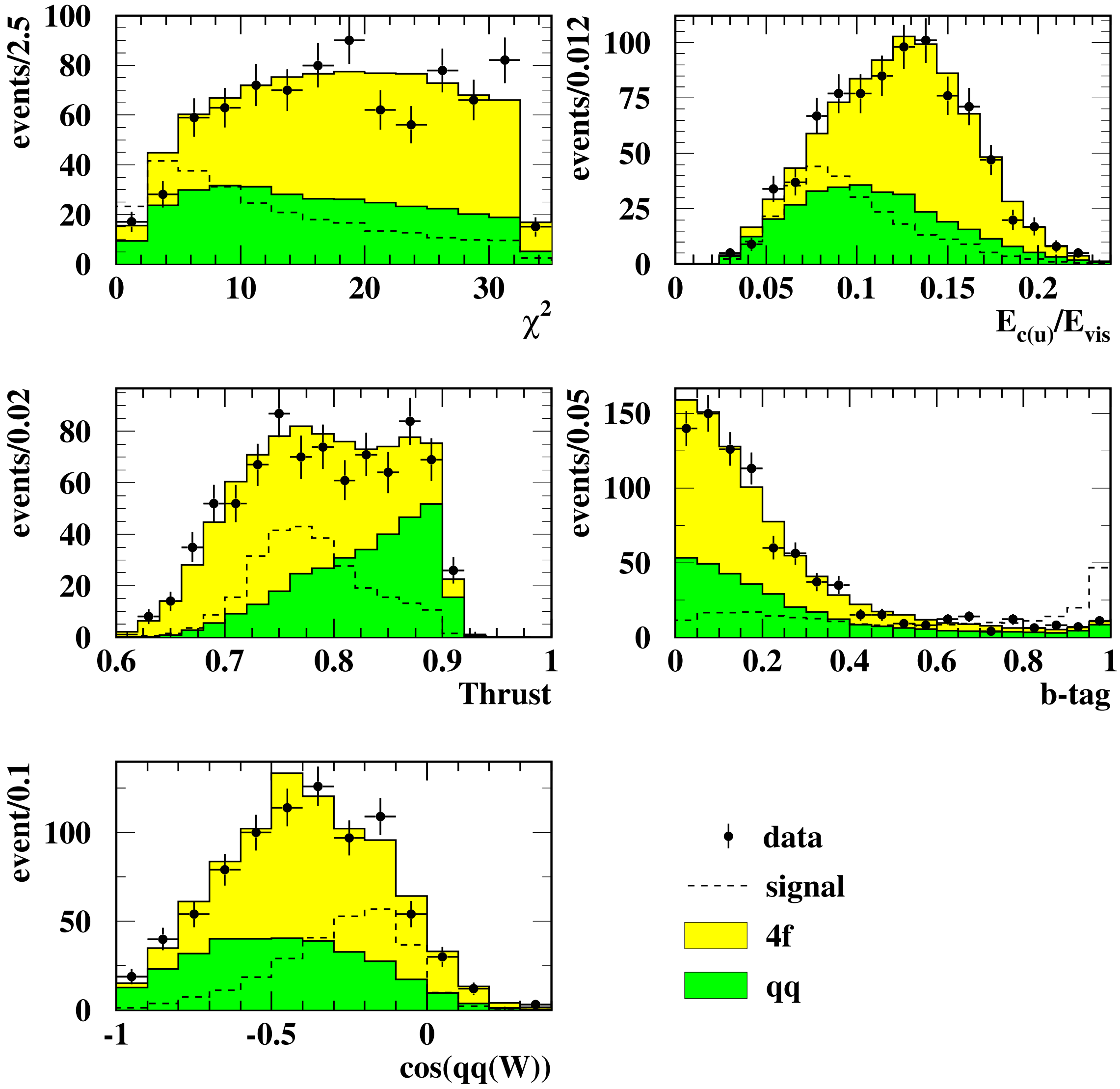


Abbildung 5.6: *Verteilung der fünf Likelihood-Eingangsvariablen bei einer Schwerpunktsenergie von 189 GeV. Die Punkte zeigen die OPAL-Daten mit statistischen Fehlerbalken. Das dunkelgraue (grüne) Histogramm zeigt den* $Z^0/\gamma \to q\bar{q}$ *Untergrund, das hellgraue (gelbe) den Vier-Fermion-Untergrund. Das gestrichelte überlagerte Histogramm zeigt das Signal bei einem angenommenen Wirkungsquerschnitt von 3 pb.*

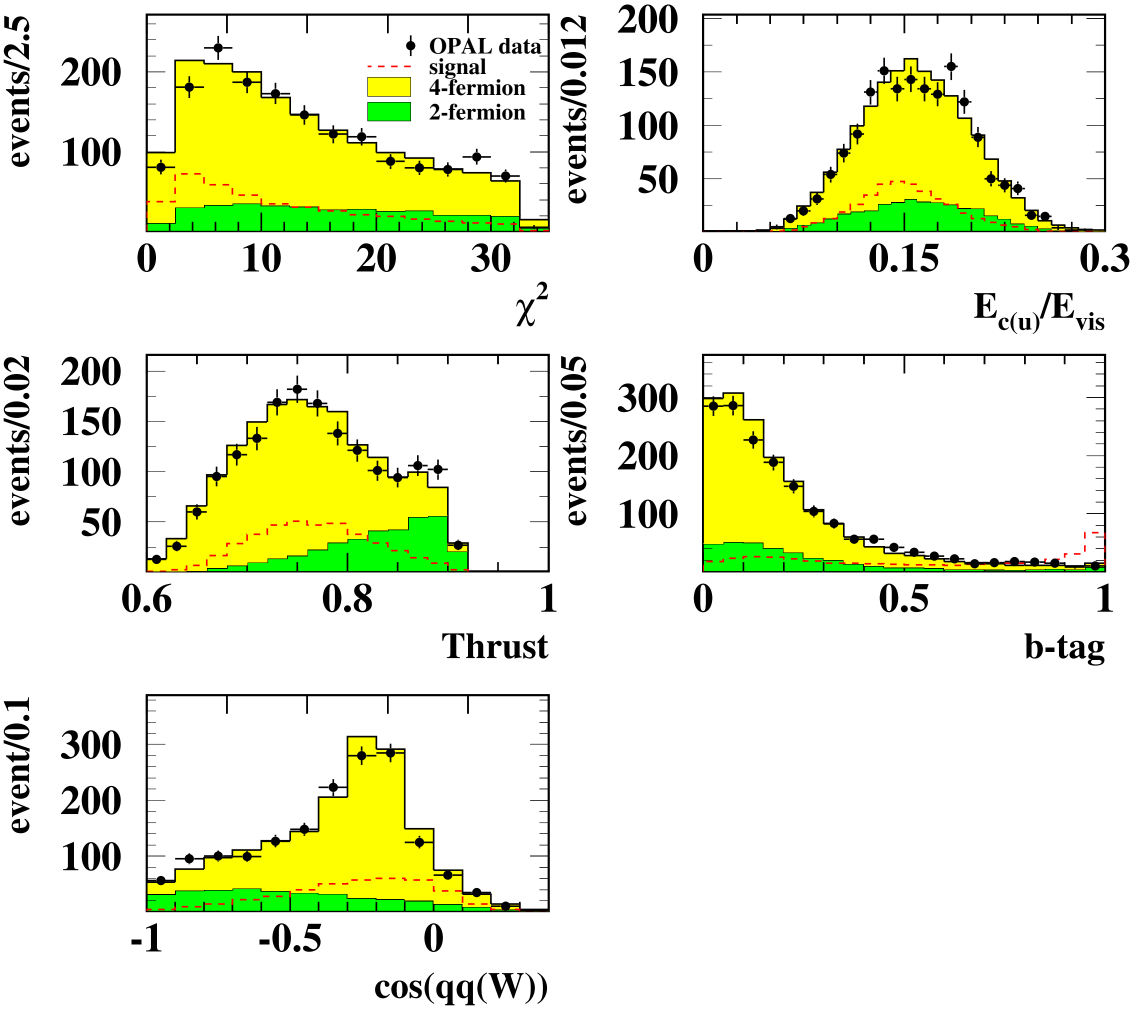


Abbildung 5.7: *Verteilung der fünf Likelihood-Eingangsvariablen bei der mittleren Schwerpunktsenergie des Jahres 2000 von 206 GeV. Die Punkte zeigen die OPAL-Daten mit statistischen Fehlerbalken. Das dunkelgraue (grüne) Histogramm zeigt den* $Z^0/\gamma \to q\bar{q}$*-Untergrund, das hellgraue (gelbe) den Vier-Fermion-Untergrund. Das gestrichelte überlagerte Histogramm zeigt das Signal bei einem angenommenen Wirkungsquerschnitt von 3 pb.*

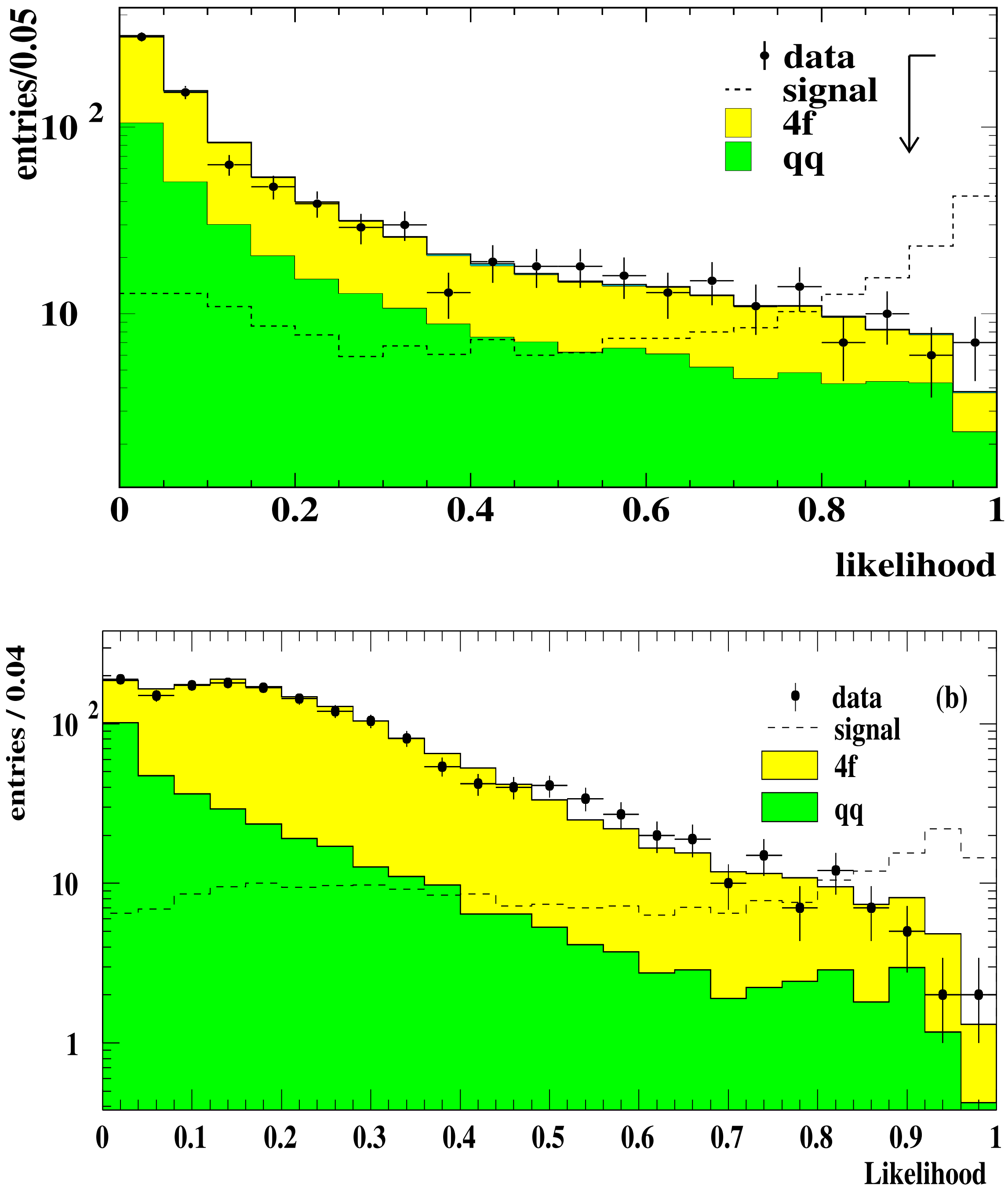


Abbildung 5.8: *Verteilung der Likelihood-Variablen bei* $\sqrt{s}$*=189 und 206 GeV. Die Punkte sind die OPAL-Daten mit Fehlerbalken, das dunkelgraue (grüne) Histogramm zeigt den* $Z^0/\gamma \rightarrow q\bar{q}$*-Untergrund, das hellgraue (gelbe) den Vier-Fermion-Untergrund. Die gestrichelte Linie zeigt die Likelihood-Verteilung bei einem Wirkungsquerschnitt von 3 pb.*

5.4 Ergebnisse der Selektion

Die Daten werden bei allen untersuchten Schwerpunktsenergien innerhalb der statistischen Fehler sehr gut von dem erwarteten SM-Untergrund beschrieben, wie in Abbildung 5.8 exemplarisch für $\sqrt{s} = 189$ und 206 GeV zu erkennen ist. Unsicherheiten im erwarteten Untergrund und in der Signaleffizienz werden in Kapitel 6 diskutiert. Es ergeben sich keine Hinweise auf die Existenz von FCNC-Signalereignissen. Aus diesem Grund kann für jede analysierte Schwerpunktsenergie eine obere Grenze auf den Wirkungsquerschnitt errechnet werden. Um die Analyse zu optimieren wurde der Schnitt auf die *Likelihood*-Variable $\mathscr{L}$ für jede analysierte Schwerpunktsenergie so gewählt, dass die entsprechend zu erwartende obere Grenze auf den Wirkungsquerschnitt minimal wird. Diese Optimierung beruht nur auf MC-Ereignissen und berücksichtigt keine systematischen Fehler. Die erwartete obere Grenze in Abhängigkeit der *Likelihood*-Variablen ist in Abbildung 5.9 dargestellt. Der Schnitt auf die *Likelihood*-Variable wird bei $\sqrt{s}$ = 200 GeV entsprechend bei $\mathscr{L} >$ 0.8 durchgeführt. Die Schnitte auf die *Likelihood*-Variable unterscheiden sich für die einzelnen Schwerpunktsenergien, und sind neben der unterschiedlichen kinematischen Gegebenheiten von der integrierten Luminosität der Daten abhängig (siehe Tabelle 5.2).

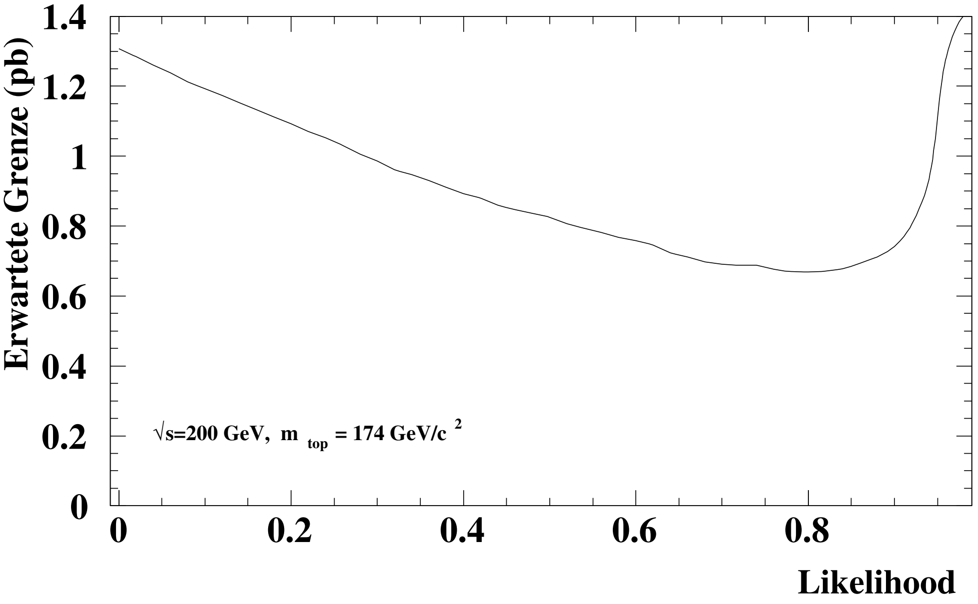


Abbildung 5.9: *Erwartete obere Grenze auf den Wirkungsquerschnitt* $\sigma(\mathrm{e^+e^-} \rightarrow \mathrm{tc})$ *bei einer Schwerpunktsenergie von* $\sqrt{s} = 200$ *GeV in Abhängigkeit der Likelihood-Variablen.*

Die mit Abbildung 5.1 diskutierte Veränderung der Untergrund-Zusammensetzung mit steigender Schwerpunktsenergie ist anhand der *Likelihood*-Variablen in Abbildung 5.8 bei $\sqrt{s}$ = 189 und 206 GeV deutlich zu erkennen. Bei $\sqrt{s}$ =206 GeV ist die Trennung von Signal und dem qqqq-Untergrund ineffizienter als bei den niedrigeren Schwerpunktsenergien. Das Maximum der qqqq-Untergrund-Verteilung verschiebt sich von $\mathscr{L} \approx 0$ zu größeren Werten mit einem Maximum bei $\sqrt{s}$ = 206 GeV bei $\mathscr{L} \approx 0.2$.

Die Anzahl der selektierten Ereignisse nach den optimierten Schnitten auf die *Likelihood*-Variable sind in Tabelle 5.2 dargestellt. Der Untergrund besteht bei $\sqrt{s}$=189 GeV zu 41% aus

(GeV)	$\sqrt{s}$ (GeV)	Luminosität (pb^{-1})	Daten	SM	Eff. ε	$\mathscr{L} >$	Erwartete Grenze(pb)	Beobachtete Grenze(pb)
189	188.7	172.1	13	11.6	12.8	0.9	0.41	0.44
192	191.6	28.9	7	5.1	18.0	0.76	1.27	1.60
196	195.6	74.8	6	6.4	14.7	0.84	0.65	0.59
200	199.6	77.2	10	9.4	16.0	0.8	0.67	0.68
202	201.6	36.1	8	7.5	18.6	0.74	1.13	1.16
205	205.1	80.3	11	10.1	15.7	0.82	0.67	0.71
207	206.8	130.8	14	16.4	15.4	0.82	0.51	0.40

Tabelle 5.2: *Die Luminositäts-gewichteten Schwerpunktsenergien, Anzahl der selektierten Datenereignisse und erwarteten SM-Untergrundereignisse und die totale Signal-Selektionseffizienz für* m_{top}*=174 GeV für alle analysierten Schwerpunktsenergien von* $\sqrt{s}$ *= 189 - 209 GeV. Die totale Luminosität beträgt 600.2* pb^{-1}*. Weiterhin sind die Werte der Likelihood-Variablen angegeben auf die geschnitten wurde, sowie die erwartete und beobachtete obere Grenze auf den Wirkungsquerschnitt.*

qqqq- und zu ca. 59% aus qq-Ereignissen. Bei $\sqrt{s}$=206 GeV erhöht sich der qqqq-Untergrund auf ca. 70% und der qq-Untergrund verringert sich auf ca. 30%. Betrachtet man die Signalereignisse, so erhält man bei einer Schwerpunktsenergie von 189(206) GeV in 96%(97%) der Fälle, aus den 12 möglichen Kombinationen, die richtige Zuordnung der b-Jets zu den primären b-Quarks. In ca. 90%(88%) der Fälle wurde die komplett richtige Jet-Quark-Zuordnung ausgewählt. Dies ist eine deutliche Verbesserung im Vergleich zu den Werten nach der Vorselektion (Abschnitt 5.2, Seite 51).

Die Verteilung der rekonstruierten invarianten Top-Quark-Masse ist in Abbildung 5.10 dargestellt. Bei den beiden Schwerpunktsenergien ist deutlich zu sehen, dass neben dem Signal auch der Untergrund beim Mittelwert der generierten Top-Quark-Masse die meisten Einträge erhält. Dies liegt an der Verwendung der χ^2-Verteilung des 6C-Fits als *Likelihood*-Eingangsvariable.

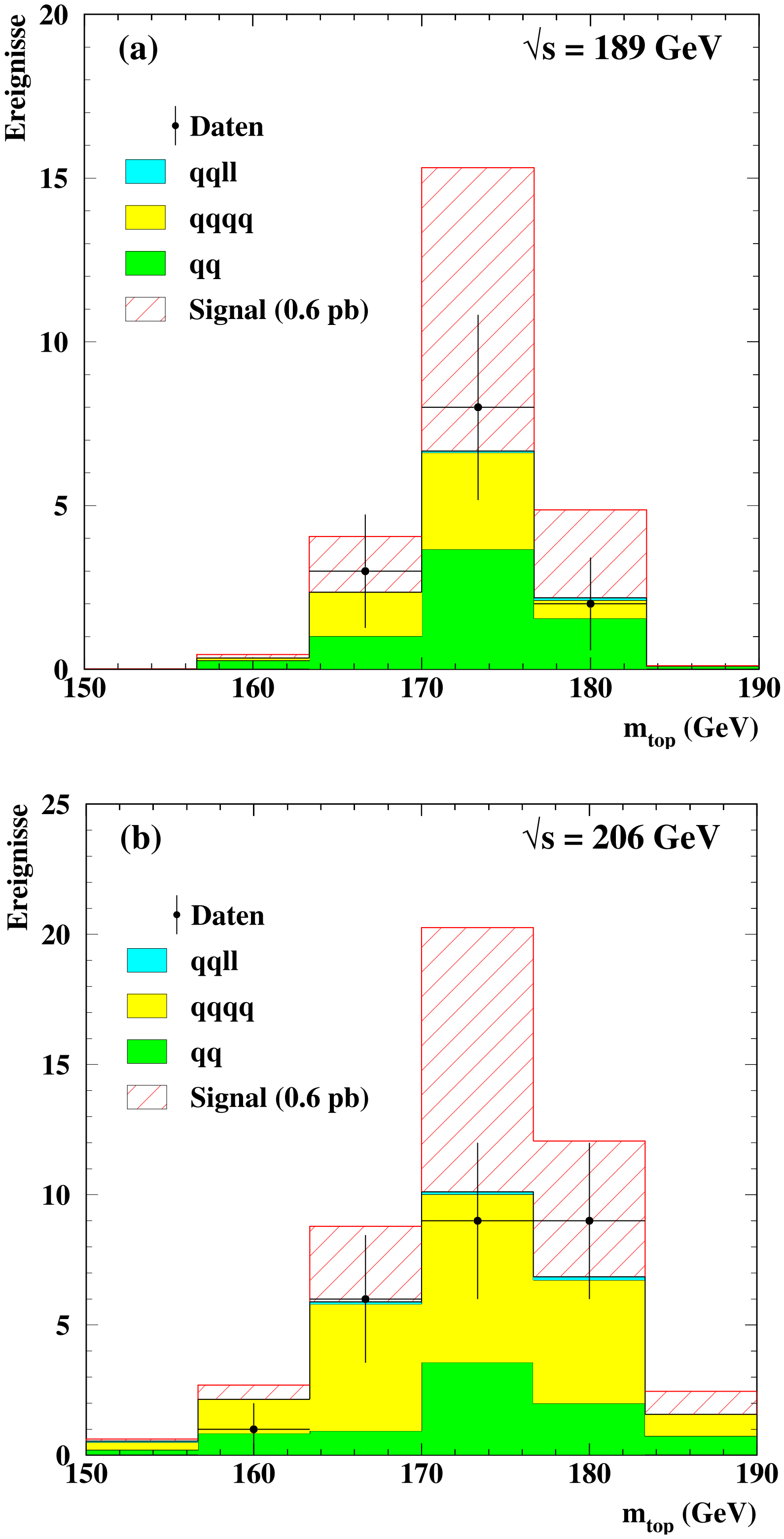


Abbildung 5.10: *Rekonstruierte Top-Quark-Masse nach der Likelihood-Selektion für Daten und MC-Untergrund bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s}$ =189 und 206 GeV. Das Signal mit einem hypothetischen Wirkungsquerschnitt von 0.6 pb ist zum SM-Untergrund addiert.*

6. Systematische Unsicherheiten

In diesem Kapitel werden mögliche systematische Abweichungen der Simulation gegenüber den OPAL-Daten diskutiert und quantifiziert. Diese Abweichungen können zum einen an der Simulation der Detektorantwort liegen, oder aber an der Simulation der physikalischen Prozesse selbst, für die in den Monte-Carlo-Generatoren Näherungen zugrunde liegen. Ebenso können Eingangsgrößen mit Fehlern behaftet sein, wie zum Beispiel die Strahlenergie. Diese Fehler wirken sich auf die Anzahl der selektierten Standardmodell-Untergrundereignisse und auf die Signaleffizienz aus.

Da der Detektor, die Kalibration und die Unsicherheiten jahresabhängig sind, wurden die systematischen Studien der Daten für jedes Jahr getrennt durchgeführt. Dies ist z.B. für die Bestimmung des b-tag-Fehlers sehr wichtig (Kapitel 6.4). Für das Jahr 1998 wurde der gesamte Datensatz verwendet. Für das Jahr 1999 wurden alle systematischen Tests für eine mittlere Energie von 200 GeV durchgeführt. Für das Jahr 2000 wurden die Tests für alle Daten bei einer mittleren Schwerpunktsenergie von 206 GeV durchgeführt. Eine Zusammenfassung aller untersuchten Fehlerquellen ist in Tabelle 6.2 dargestellt. Der Einfluss der experimentellen Unsicherheiten der Top-Quark-Masse wird in Kapitel 6.6 diskutiert.

6.1 Vorselektion

Die simulierten Ereignisse können im Vergleich mit den echten Daten kleine Unterschiede aufweisen. So können sich Diskrepanzen zwischen den Daten und der Simulation schon auf die Vorselektion auswirken. Um diese Unsicherheit in der Vorselektion abschätzen zu können, wurde für jede Variable der Mittelwert der Verteilung für die Daten und die MC-Simulation des Untergrundes bestimmt. Die Schnitte auf die Variablen der Vorselektion wurden um die Abweichung der Mittelwerte variiert. Die einzelnen Fehler auf die Variablen der Vorselektion wurden als unkorreliert betrachtet, da die Variablen selbst nur kleine Korrelationen aufweisen, und quadratisch addiert. Die Fehler auf die Effizienz sind mit 0.3-1% geringfügig kleiner als die relativen Fehler auf den Untergrund mit 0.5-3.2%.

6.2 Detektor- und Auflösungseffekte

Bei dem verwendeten Durham-Algorithmus, zur Rekonstruktion der Jets, handelt es sich um einen Standard-Algorithmus innerhalb der OPAL-Kollaboration. Aus diesem Grund sind die Fehler auf die Energiebestimmung und die Fehler auf die Kovarianzmatrix aus OPAL-internen Studien gut bekannt [88, 89].

Um systematische Fehler im selektierten Untergrund oder der Signaleffizienz zu berechnen, wurden die Jet-Energien der Monte-Carlo-Ereignisse, aufgrund möglicher Unterschiede in der Detektorkalibration, vor dem kinematischen Fit skaliert. Die Skalierungsfaktoren werden aus dem Vergleich der MC-Ereignisse mit den Z^0-Kalibrationsdaten gewonnen. Weiterhin spielt die Parametrisierung der Unsicherheiten für die Energie und Winkel für die kinematische Anpassung eine wichtige Rolle, da die Kovarianzmatrix in den Fit eingeht. Die χ^2-Verteilung ändert sich dadurch, und ergibt eine weitere systematische Fehlerquelle auf den erwarteten SM-Untergrund und die Signaleffizienz. Der Einfluss der Parametrisierung wird untersucht, indem Unsicherheiten auf die Jet-Energien und Jet-Winkel variiert werden. Dies geschieht in derselben Weise wie zuvor bei einigen OPAL-Analysen [90–92]. Es ergeben sich Fehler zwischen 0.6 und 2.0% auf die Effizienz und zwischen 1-3% auf den Untergrund.

Weitere Fehlerquellen, die sich über die kinematische Anpassung auf den Untergrund und die Effizienz auswirken, sind zum einen die sehr kleinen Unsicherheiten der Strahlenergie, sowie die unterschiedliche Stahlenergie der Daten im Vergleich zur MC-Simulation. Die Fehler sind mit 0.5-0.8% auf die Effizienz und mit 1.3-1.5% auf den Untergrund sehr klein.

6.3 Monte-Carlo-Generatoren

Die Monte-Carlo-Vorhersagen für den erwarteten Untergrund und für die Signaleffizienz wurden mit alternativen Monte-Carlo-Generatoren überprüft, und daraus die systematische Unsicherheit bestimmt.

6.3.1 Untergrund-Monte-Carlo

Es wurden die Zwei- und Vier-Fermion-Untergrundprozesse mit alternativen MC-Generatoren simuliert, und untersucht wie sich die Anzahl des erwarteten Untergrundes ändert. Für die Zwei-Fermion-Prozesse wurde der KK2F- und HERWIG-Generator als Alternative verwendet (Kapitel 4.2.1). Für die Vier-Fermion-Prozesse wurde als Vergleichs-MC-Generator KORALW verwendet (Kapitel 4.2.2). Der Hauptunterschied der KK2F- und KORALW-Generatoren im Vergleich zu den verwendeten Standard-MC-Generatoren liegt in der ISR-Berechnung. Für die Selektionskriterien dieser Analyse spielt dies jedoch eine untergeordnete Rolle. Es ergab sich ein relativer systematischer Fehler auf die erwartete Anzahl von Untergrundereignissen von 5%.

6.3.2 Signal-Monte-Carlo

Wie bereits in Kapitel 4.2.3 erwähnt, wurden die Signalereignisse mit vier (bei $\sqrt{s} = 189$ GeV) oder drei (bei $\sqrt{s}$ =192-209 GeV) verschiedenen MC-Prozessen simuliert. In allen MC-Generatoren wurde die Masse des Top-Quarks mit 174.0 GeV generiert. Der Anteil der Endzustände tc und tu ist bei allen Generatoren jeweils 50%. Die vier MC-Generatoren unterscheiden sich hauptsächlich in der Zerfallsbreite des Top-Quarks, Photonenabstrahlung im Anfangs- und Endzustand (ISR, FSR), Asymmetrie im Zerfallswinkel bezüglich der Strahlachse (*Forward-Backward*), und in der Modellierung der Fragmentation. In Tabelle 6.1 sind die Unterschiede und Gemeinsamkeiten der vier verschiedenen Signal-Monte-Carlo-Generatoren bei einer Schwerpunktsenergie von 189 GeV zusammengefasst.

	JETSET	EXOTIC	PYTHIA (R^0)	PYTHIA (Z^0)
m_{top}(GeV)	174	174	174	174
Γ_{top} (GeV)	1.7	0	1.36	1.36
ISR, FSR	-,-	√,-	√,√	√,√
FB-Asymmetrie*	-	-	-	√
Farb-String (b-c)	-	√	√	√

Tabelle 6.1: *Grundlegende Eigenschaften und Parameter der vier verschiedenen Signal-Monte-Carlo-Generatoren bei* $\sqrt{s}$*=189 GeV.*

In allen MC-Generatoren, bis auf EXOTIC, wurde das Top-Quark mit einer Zerfallsbreite, die den SM-Vorhersagen entspricht, generiert. Im EXOTIC-Generator wurde das Top-Quark mit einer Zerfallsbreite von $\Gamma_t = 0$ GeV generiert. Dies führt zu einer leicht unterschiedlichen Kinematik. Die richtige Modellierung des sehr niederenergetischen c-Jets ist für die Analyse sehr wichtig. Durch eine generierte Zerfallsbreite von $\Gamma_t = 0$ GeV ändert sich vor allem die Energieverteilung dieser niederenergetischen Jets. Auf Parton-Niveau erhält man im Energiespektrum des primären c-Quarks, bei einer Schwerpunktsenergie von 206 GeV, eine scharfe Kante bei ca. 30 GeV (Abbildung 6.1). Die Einträge bei Energien kleiner als 30 GeV ergeben sich durch Photonenabstrahlung im Anfangszustand. Im Vergleich dazu ist die Verteilung der c-Quark-Energie vom PYTHIA-Generator dargestellt, die nahezu symmetrisch mit einer Breite von ca. 1.5 GeV um den Mittelwert von ca. 30 GeV verteilt ist.

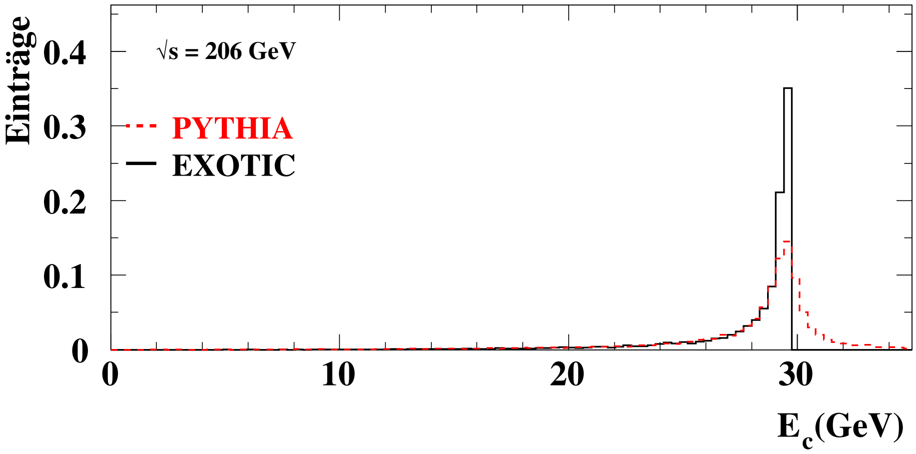


Abbildung 6.1: *Energie des c-Quarks auf Parton-Niveau mit dem Monte-Carlo-Generator PYTHIA (gestrichelt, rot) und EXOTIC (durchgezogen, schwarz). Aufgrund der Breite von* Γ*=0 GeV in EXOTIC ergibt sich für die Energie des c-Quarks eine scharfe Kante.*

---

[*] *Forward-Backward*-Asymmetrie.

Ein weiterer Unterschied der beiden PYTHIA-Simulationen mit Z^0- und R^0-Austausch im s-Kanal ist die Winkelverteilung des primären Top-Quarks in Bezug auf die Strahlachse. Bei dem R^0-Austausch sieht man eine flache Verteilung (Abbildung 6.2 (b)), wohingegen man bei dem Z^0-Austausch eine Asymmetrie erhält (Abbildung 6.2 (a)).

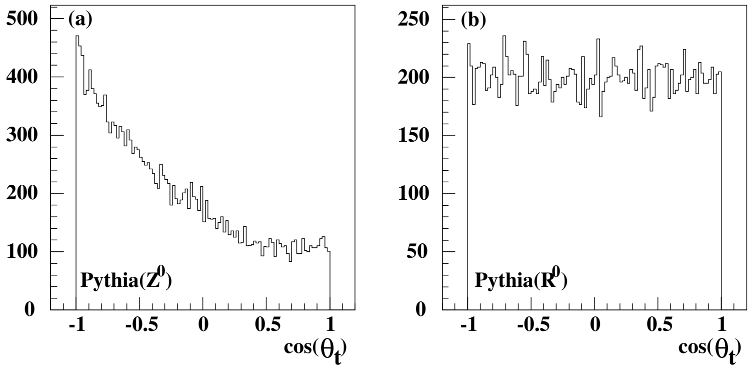


Abbildung 6.2: *Winkelverteilung des primären Top-Quarks zur Strahlachse auf Parton-Niveau für PYTHIA mit einem Z^0-Austausch (a) oder einem R^0-Austausch (b) im s-Kanal.*

Das Top-Quark zerfällt aufgrund seiner großen Masse, bevor es in ein Farb-Singulett-Hadron eingebunden werden kann. Dies bedeutet, dass das b-Quark aus dem Top-Zerfall mit dem primären c-Quark einen Farb-Singulett-Zustand bildet. Betrachtet man dies im String-Modell, sieht man, dass das b-Quark mit dem c-Quark über einen Farb-String miteinander verbunden ist. Die Modellierung eines solchen Farb-Strings hat weitreichende Konsequenzen auf die Signaleffizienz. Ohne diesen Farb-String kann das b-Quark unabhängig hadronisieren. Dieser Effekt ist in Abbildungen 6.4 illustriert. In Abbildung (a) ist die Energie des primären b-Quarks für die beiden mit PYTHIA generierten Signale mit vorhandenem String aufgetragen. In dem mit JETSET generierten Signal wurde kein Farb-String modelliert. In Abbildung (b) ist die Energie, der aus dem in Abbildung (a) gelb (grau) unterlegten b-Quarks-Bereich gebildeten b-Hadronen, aufgetragen. In Abbildung (c) ist das Verhältnis aus Hadronen- zu Quark-Energie dargestellt. Es handelt sich hierbei nicht genau um die parallelen Komponenten der Energie; trotzdem kann man die Form der Peterson-Fragmentation erkennen (siehe Abbildung 4.3). Es ist zu sehen, dass das JETSET-Monte-Carlo, welches keinen Farb-String modelliert, deutlich härter fragmentiert. Dies hat eine Häufung von Einträgen bei höheren Werten zur Folge. Im EXOTIC-MC wurde ebenfalls ein Farb-String modelliert, jedoch ist der Impulsübertrag zwischen dem primären c- und b-Quark kleiner im Vergleich zur PYTHIA-Simulation. Neben der unterschiedlichen Fragmentationsfunktion bei unterschiedlicher Farb-String-Modellierung, ändert sich auch die Form der Jets. Im Falle einer String-Modellierung entstehen zwischen den beiden Jets neue Teilchen (“String-Effekt” [93, 94]), und die einzelnen Jets sind nicht so klar zu separieren wie ohne String-Modellierung. Dies wird z.B. in Abbildung 6.5 sichtbar. Hier wurden alle zum b-Jet gehörigen Teilchen mit einer Lorentz-Transformation in das Ruhesystem des b-Quarks transformiert, und die Thrust-Variable für diesen

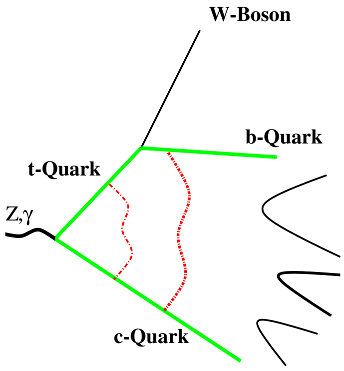


Abbildung 6.3: *Farb-String zwischen b- und c-Quark.*

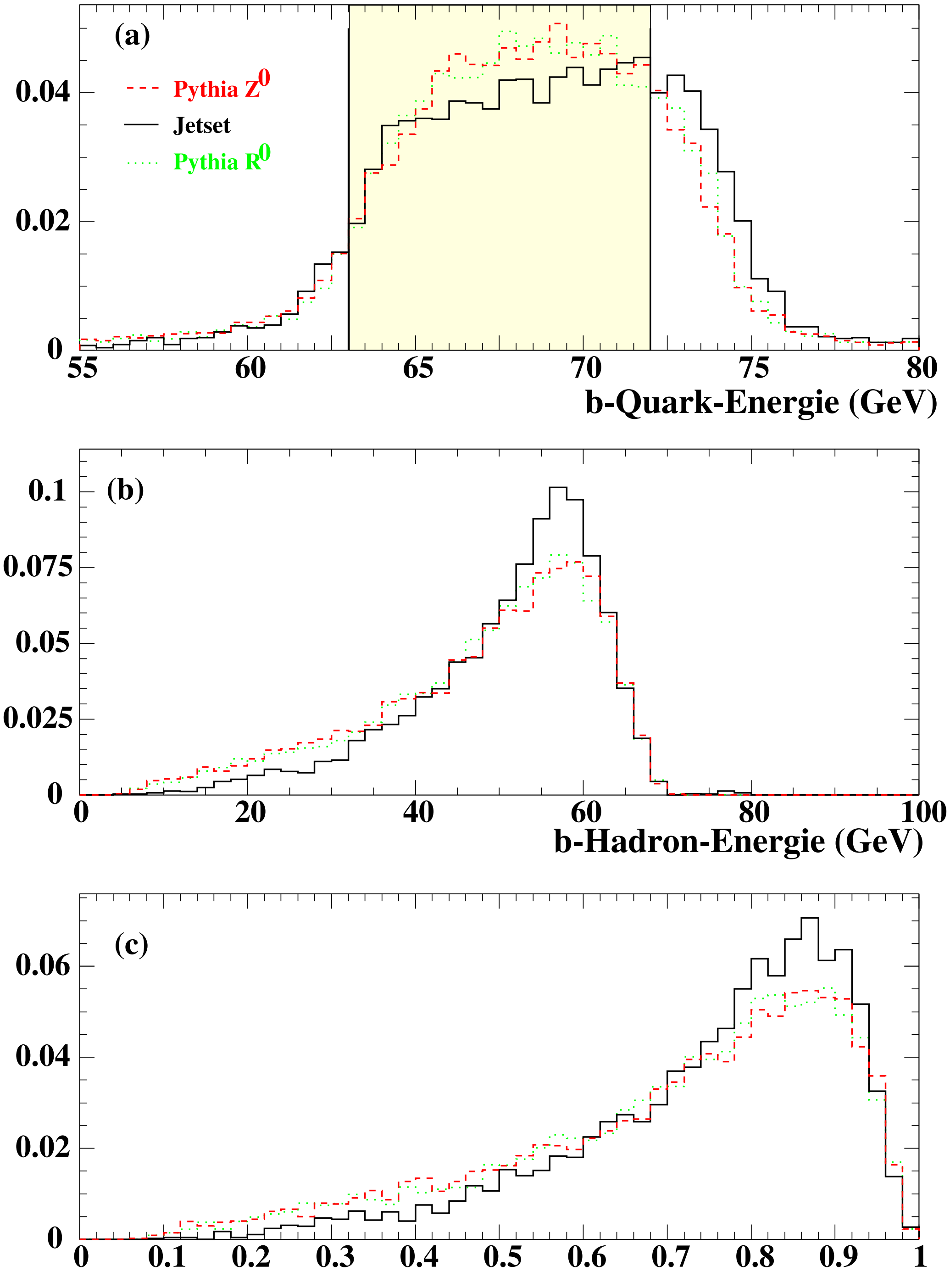


Abbildung 6.4: *Energie des b-Quarks (a) auf Parton-Niveau mit den Monte-Carlo-Generatoren: JETSET (schwarz, durchgezogen), PYTHIA* Z^0 *(rot, gestrichelt) und PYTHIA* R^0 *(grün, punktiert). In Abbildung (b) ist die Energie des stabilen b-Hadrons eingetragen, für diejenigen b-Quarks, die im markierten Bereich von (a) liegen. In Abbildung (c) ist das Verhältnis der Energie von b-Quark zu b-Hadron dargestellt.*

Jet (5.9) berechnet. Auch hier ist ein deutlicher Unterschied zwischen dem MC mit und ohne String-Modellierung zu erkennen. Die größere Anzahl von JETSET-Ereignissen bei größeren Thrust-Werten deuten auf die Tendenz, bei fehlender String-Modellierung, engere Jets zu produzieren.

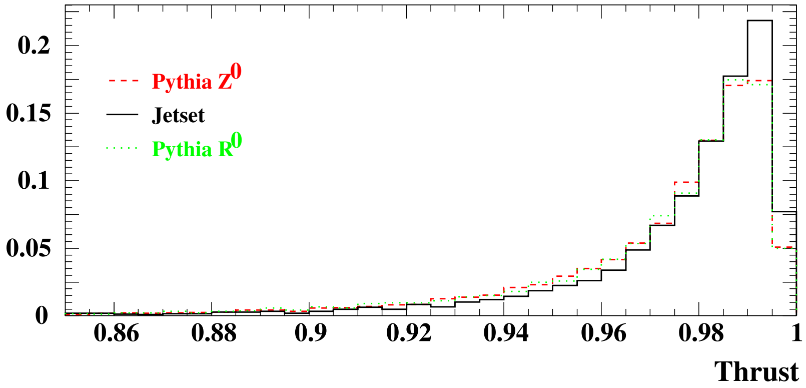


Abbildung 6.5: *Thrust des ins Ruhesystem transformierten b-Quark-Jets für Signal. Es unterscheidet sich die Form des b-Jets für das JETSET-MC ohne "String" von den beiden PYTHIA-Generatoren. Dies hat Auswirkungen auf die b-tag-Effizienz und -Reinheit.*

Diese Unterschiede wirken sich deutlich auf die b-tag-Effizienz aus. Von diesen Unterschieden sind hauptsächlich die kinematische *Likelihood*- und die p_t-*Likelihood*-Komponente des b-tag aus Abbildung 4.4 betroffen. Da die b-tag-Variable eine Eingangsvariablen der *Likelihood*-Selektion für diese Analyse darstellt, hat dies Auswirkungen auf die Signaleffizienz.

Anhand der unterschiedlichen Signal-Monte-Carlo-Generatoren konnte mit Umgewichtungsmethoden [92] ein Fehler auf die Signal-Modellierung abgeschätzt werden. Es ergibt sich der dominierende Fehler auf die Effizienz mit 5-7.9%.

6.4 b-tag

Die b-tag-Variable ist eine der wichtigsten Variablen zur Signalidentifikation. Daher wurde nach verschiedenen Ursachen gesucht, welche die b-tag-Effizienz sowohl für das Signal, als auch für den Untergrund verfälschen können. Einmal können Detektoreffekte, wie die Spurauflösung und somit die Identifikation von Sekundärvertizes, zu Fehlern führen. Auf der anderen Seite können Modellparameter für die b-Fragmentation oder die b-Multiplizität Fehler ergeben.

6.4.1 Spurauflösung

Zur Suche von Sekundärvertizes sind besonders die Spuren im innersten Teil des Silizium-Vertex-Detektors von größter Bedeutung. Zu Beginn jedes Jahres wurden Kalibrationsdaten bei der Z^0-Resonanz aufgenommen, um bei hoher Statistik (Abbildung 4.5) den Detektor zu kalibrieren. Der Vergleich der Verteilungen der Stoßparameter von Daten zu MC zeigt, dass die Daten durch die MC-Simulation gut beschrieben werden, wenn die Auflösung der Spurparameter um 5-10% erhöht bzw. verschlechtert wird. Zur Bestimmung der systematischen Fehler dieser Analyse, wurden die

Spurparameter d und ϕ mit ± 5% variiert[†]. Der Spurparameter z wurde mit ± 10% verändert. Diese Variation beeinflusst die Bestimmung des Sekundärvertex und somit die Messung der Zerfallslänge (l) und der Zerfallslängen-Signifikanz (l/σ_l) der b-Hadronen und somit die b-tag-Effizienz.

6.4.2 b-Multiplizität und -Fragmentation

- Ein weiterer wichtiger Effekt, der sich auf die b-tag-Effizienz auswirkt, ist die Anzahl der geladenen Teilchen in b-Quark-Zerfällen. Mit einer Umgewichtungsmethode wurde die Anzahl der geladenen Teilchen in b-Quark-Zerfällen innerhalb der experimentellen Fehler variiert [95].
- Eine zusätzliche Fehlerquelle des b-tags kommt von den Unsicherheiten der Peterson-Fragmentationsfunktion (Formel 4.5). Es wird ebenfalls mit einer Umgewichtungsmethode der Fragmentationsparameter um den Mittelwert $\varepsilon_b = 0.0038$ mit ± 25% variiert [96], wobei ein größerer Wert ε_b, einem weicheren b-Hadronen-Spektrum entspricht.

Zusammengefasst erhält man für die Effizienz einen Fehler von 3.8-5.2%. Dies ist die zweit-größte Unsicherheit nach der Signalmodellierung. Für die Anzahl der Untergrundereignisse ergibt dies den dominanten Fehler mit 5.5-8.4%.

6.5 Gesamtfehler

Die Ergebnisse der untersuchten Fehlerquellen sind in Tabelle 6.2 zusammengefasst. Andere mögliche Fehlerquellen sind vernachlässigbar klein. So wurde z.B. untersucht, ob die Signaleffizienz abhängig von dem *Flavour* der leichten Quarks (u,c) ist, die in allen Signal-Monte-Carlos im Verhältnis 50:50 erzeugt wurden. Der relative Unterschied der Effizienzen liegt im Promille-Bereich und kann vernachlässigt werden. Weiterhin wurde angenommen, dass die Fehler unkorreliert und quadratisch addiert sind. Die größten Fehler auf die Effizienz kommen von der Signal-Monte-Carlo-Modellierung und dem b-tag. Die anderen systematischen Fehler auf die Effizienz sind vergleichsweise klein. Die dominanten Fehler auf den Untergrund kommen vom b-tag und von der begrenzten Anzahl generierter Monte-Carlo-Ereignisse.

[†] OPAL verwendet ein rechtshändiges Koordinatensystem mit dem Azimutwinkel ϕ, dem Radius d und der z-Achse in Flugrichtung der Elektronen (Kapitel 3.2).

Fehlerquelle	Hadronischer Kanal Δ Effizienz (%)	Δ Untergrund (%)
Vorselektion	1.0/0.4/0.3	3.2/1.4/0.5
Detektor	0.6/2.0/1.5	1.0/1.0/3.0
Untergrund	- / - / -	5.0/5.0/5.0
$\sqrt{s}$ in MC	0.6/0.8/0.5	1.5/1.3/1.4
b-tag	3.8/5.3/5.2	6.9/5.5/8.4
MC-Statistik	2.0/1.8/1.8	5.4/5.0/4.8
FCNC-Modellierung	7.9/6.6/5.0	- / - / -
Total	9.1/8.9/7.6	10.7/9.2/11.4

Tabelle 6.2: *Relative systematische Fehler auf die Signaleffizienz und auf die Anzahl der Untergrundereignisse für* $\sqrt{s}$ *= 189/200/206 GeV.*

6.6 Top-Masse

Aufgrund der Produktion nahe der kinematischen Schwelle und der experimentellen Unsicherheit der Top-Quark-Masse von 174.3 ± 5.1 GeV [25] wird dieser systematische Fehler getrennt behandelt. Dies liegt an der unterschiedlichen Signaleffizienz, die sich durch die unterschiedliche Kinematik verändert, wie in den *Likelihood*-Eingangsvariablen in Abbildung 6.6 deutlich zu sehen ist. Die Analyse wurde unter der Annahme von $\mathrm{m_t}$ =174 GeV optimiert.

Ein weiterer Unterschied zu den Unsicherheiten der vorherigen Kapitel besteht darin, dass sowohl eine größere als auch eine kleinere Top-Masse zu schlechteren Effizienzen führt, was zu einem asymmetrischen Fehler führt. Die Signaleffizienzen für Top-Quark-Massen von 169, 174 und 179 GeV sind in Tabelle 6.3 dargestellt. Zur Berechnung der oberen Grenzen mit systematischen Fehlern wurde jedoch angenommen, dass die systematischen Fehler gaussförmig um den Mittelwert verteilt sind.

Ein anderer sehr wichtiger Punkt ist, dass der mit κ_γ, κ_Z parametrisierte Wirkungsquerschnitt, aus der Formel (2.33), quadratisch von der Top-Masse abhängt. In Abbildung 6.7 ist der Wirkungsquerschnitt unter Verwendung der Grenzen von CDF für drei verschiedene Top-Massen dargestellt.

$\sqrt{s}$	Effizienz (%) $\mathrm{m_t}$ = 169 GeV	Effizienz (%) $\mathrm{m_t}$ = 174 GeV	Effizienz (%) $\mathrm{m_t}$ = 179 GeV
189	10.3	12.8	10.0
192	15.3	18.0	14.9
196	12.8	14.7	12.1
200	14.7	16.0	15.1
202	17.7	18.6	17.3
205	14.4	15.7	13.9
207	12.8	15.4	13.6

Tabelle 6.3: *Effizienz für die drei untersuchten Top-Quark-Massen 169/174/179 GeV.*

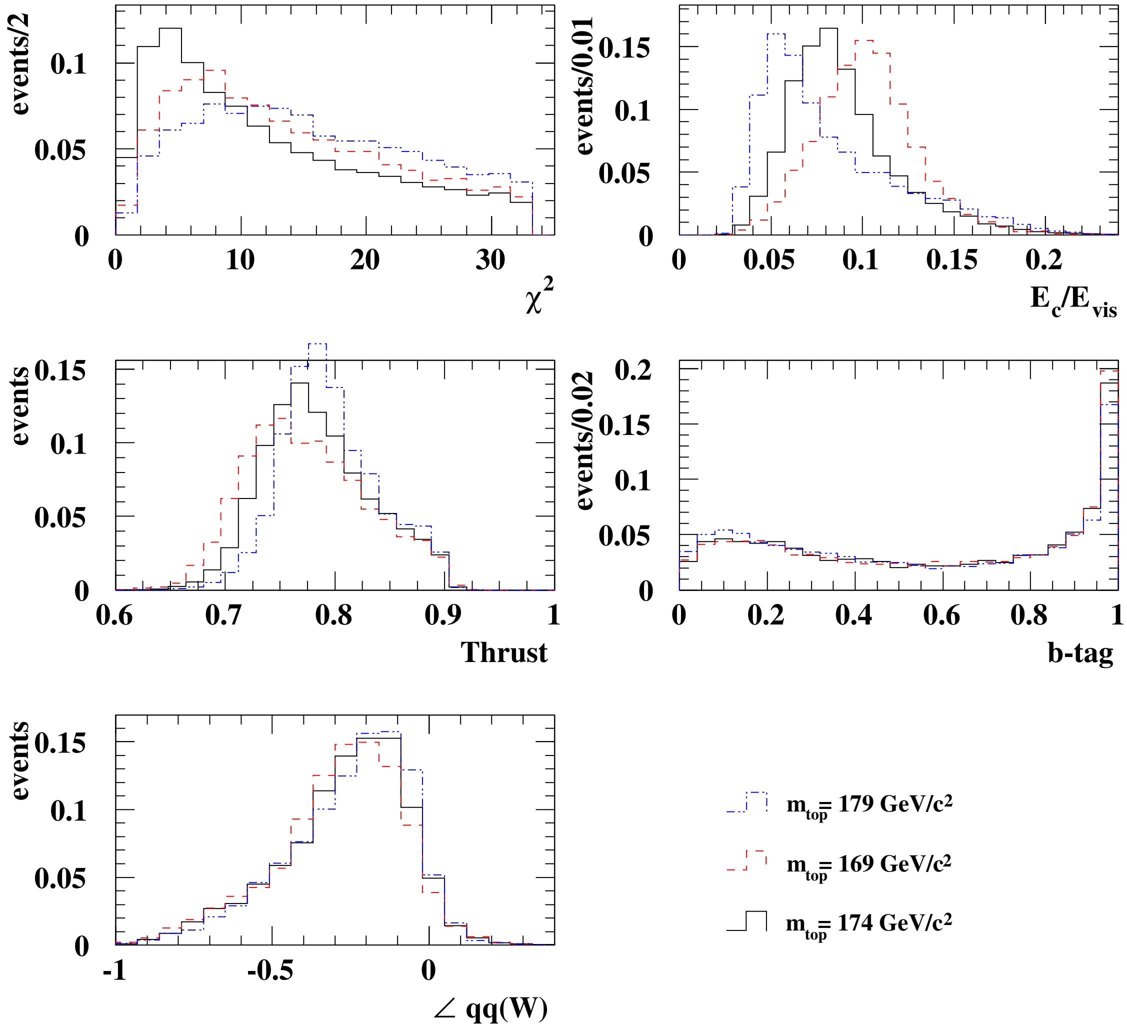


Abbildung 6.6: *Verteilung der Likelihood-Eingangsvariablen für verschiedene Top-Quark-Massen* m_t *= 169,174,179 GeV.*

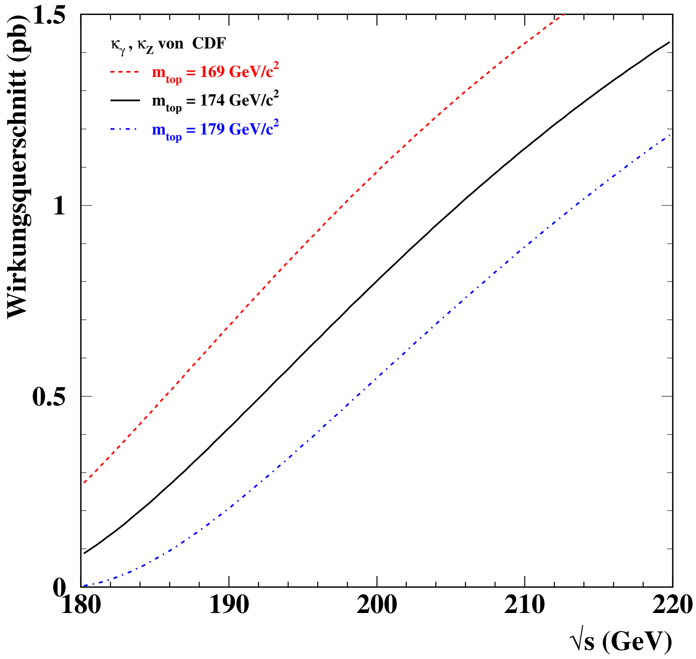


Abbildung 6.7: *Totaler Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit der Schwerpunktsenergie für den Prozess* $e^+e^- \to t\bar{c}$ *mit den oberen Grenzen von CDF* κ_γ^2*= 0.176 und* κ_Z^2*= 0.533. Die durchgezogene Linie zeigt den Wirkungsquerschnitt für* m_t *= 174 GeV. Die gestrichelte rote (strichpunktierte blaue) Linie zeigt den Wirkungsquerschnitt für* m_t *= 169 (179) GeV.*

6.7 Alternative Selektionsmethoden

Es zeigte sich, dass das Signal-zu-Untergrundverhältnis bei der verwendeten *Likelihood*-Methode besser war als bei einer herkömmlichen Analyse, die auf Schnitten auf einzelne Variablen beruht. Weiterhin wurde eine verbesserte *Likelihood*-Methode, welche die Korrelationen der einzelnen Variablen durch geeignete Variablentransformation berücksichtigt [97,98], und ein neuronales Netz [99, 100], mit der hier verwendeten *Likelihood*-Methode, verglichen. Der Unterschied zwischen der *Likelihood*-Analyse, der verbesserten *Likelihood*-Methode und dem neuronalen Netz war sehr gering bei den verwendeten Variablen. Dies liegt daran, dass die linearen Korrelationen der verwendeten Variablen sehr klein sind.

7. Ergebnisse und Interpretation

Ziel dieser Arbeit war es, möglichst allgemein nach der Produktion von FCNC-Ereignissen in dem Prozess $e^+e^- \rightarrow t\bar{c}$ zu suchen. Bei keiner der untersuchten Schwerpunktsenergien wurde in den OPAL-Daten Anzeichen für ein Signal gefunden. Aus diesem Grund wurde die Analyse so optimiert, dass die erwarteten Grenzen auf den Wirkungsquerschnitt minimiert wurden, was einer Maximierung der Sensitivität entspricht. Zur Berechnung der erwarteten Grenze auf den Wirkungsquerschnitt, die rein auf Monte-Carlo-Studien beruht, wurden keine Modellannahmen verwendet. Jede Schwerpunktsenergie wurde getrennt betrachtet. Die Anzahl der selektierten Untergrund- und Datenereignisse können dann entweder völlig unabhängig von Modellannahmen oder innerhalb verschiedener Modelle, wie sie in Kapitel 2 diskutiert wurden, interpretiert werden.

7.1 Obere Grenzen auf den Wirkungsquerschnitt

Ohne jegliche Modellannahmen kann getrennt für jede Schwerpunktsenergie eine erwartete und eine beobachtete obere Grenze auf den Wirkungsquerschnitt berechnet werden. Als obere Grenze wird in dieser Arbeit stets die Ausschluss-Grenzen mit 95% Konfidenzniveau bezeichnet. Die erwartete Grenze, die nur auf Monte-Carlo-Studien beruht, dient dazu die Sensitivität der Analyse, unabhängig von den Daten, zu optimieren. Bei jeder analysierten Schwerpunktsenergie wurde hierzu ein Schnitt auf die *Likelihood*-Verteilung separat und unabhängig von den anderen Schwerpunktsenergien optimiert.

Aus der Anzahl der tatsächlich beobachteten Datenereignisse nach der *Likelihood*-Selektion (n_0) und der erwarteten Anzahl von SM-Untergrundereignissen (μ_B) kann eine obere Grenze für die Gesamtzahl der Signalereignisse (S) berechnet werden. Mit der Signaleffizienz (ε) und der Luminosität ($\mathscr{L}$) lässt sich diese Grenze in eine obere Grenze auf den Wirkungsquerschnitt umrechnen:

$$\sigma = \frac{S/\varepsilon}{\mathscr{L}}. \tag{7.1}$$

Die statistischen Methoden, mit denen die Grenzen auf die Anzahl der Signalereignisse berechnet wurden, sind in Anhang A genauer beschrieben.

$\mathscr{L}$	$\sqrt{s}$ (GeV)	$\varepsilon(\%)$	Data	SM Total	$\sigma_{95}^{\text{exp.}}$	$\sigma_{95}^{\text{obs.}}$	$\sigma_{95}^{\text{obs.}}$ mit sys.
172.1	189	12.8%	13	11.6	0.41	0.44	0.47
28.9	192	18.0%	7	5.1	1.27	1.60	1.64
74.8	196	14.7%	6	6.4	0.65	0.59	0.61
77.2	200	16.0%	10	9.4	0.67	0.68	0.71
36.1	202	18.6%	8	7.5	1.13	1.16	1.19
80.3	205	15.7%	11	10.1	0.67	0.71	0.74
130.8	207	15.4%	14	16.4	0.51	0.40	0.43
211.1	206	15.7%	25	26.5	0.37	0.21	0.35

Tabelle 7.1: *Luminosität ($\mathscr{L}$), Schwerpunktsenergie ($\sqrt{s}$), totale Signaleffizienz (ε), Anzahl der selektierten Datenereignisse, erwartete SM-Untergrundereignisse und die daraus erwarteten (exp.) und beobachteten (obs.) oberen Grenzen auf den Wirkungsquerschnitt mit 95% Konfidenzniveau im hadronischen Zerfallskanal. Die unterste Zeile entspricht den Daten aus dem Jahre 2000 bei einer mittleren Schwerpunktsenergie von 206 GeV. Die letzte Spalte zeigt die beobachtete obere Grenze unter Berücksichtigung der systematischen Fehler.*

Zur Berechnung dieser Grenzen aus Tabelle 7.1 wurde angenommen, dass der untersuchte Zerfallskanal des Top-Quarks t → Wb zu 100% dominant ist. Unter Verwendung der oberen Grenzen der CDF-Kollaboration auf die anomalen Verzweigungsverhältnisse des Top-Quarks [6], müsste die Signaleffizienz im ungünstigsten Fall um den Faktor $\mathrm{Br}^{\max}(\mathrm{t} \to \mathrm{Zq}) + \mathrm{Br}^{\max}(\mathrm{t} \to \gamma\mathrm{q}) = 36.2\%$ (Kapitel 2.5.2) reduziert werden.

Um die volle Statistik der OPAL-Daten bei den verschiedenen Schwerpunktsenergien zu verwenden und zu kombinieren, muss die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von der Schwerpunktsenergie berücksichtigt werden. Die Verwendung des modellunabhängigen Ansatzes aus Kapitel 2.4.1 ist somit nicht völlig modellunabhängig, da der Verlauf des Wirkungsquerschnitts in Bezug auf die Schwerpunktsenergie aus Formel (2.33) bereits Modellannahmen impliziert.

7.2 Obere Grenzen auf die Kopplungsparameter κ_Z-κ_γ

Die Berechnung des totalen Wirkungsquerschnitts in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie mittels anomaler Kopplungsparameter wurde in Formel (2.33) auf Born-Niveau beschrieben. Um obere Grenzen auf die anomalen Kopplungsparameter möglichst realistisch zu berechnen, wurden Effekte wie Photonenabstrahlung (ISR) im Anfangszustand und Gluonenabstrahlung im Endzustand (QCD), die in Abbildung 7.2 dargestellt sind, bei der Berechnung der Grenzen berücksichtigt. Im Folgenden wird beschrieben, wie sich der totale Wirkungsquerschnitt aufgrund von ISR- und QCD-Korrekturen ändern kann, und in welcher Weise diese Korrekturen berechnet wurden.

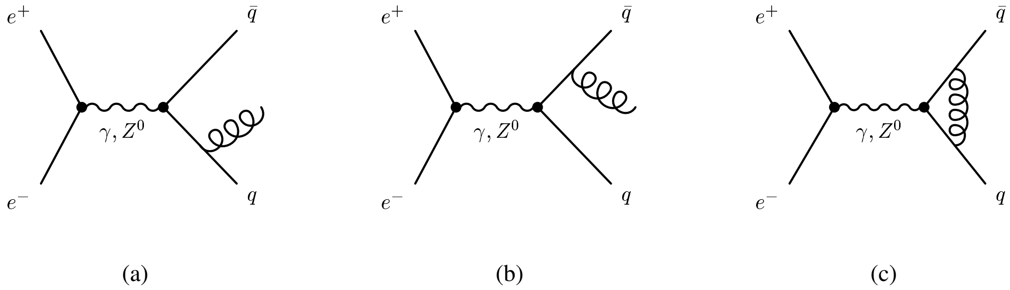
7.2.1 QCD-Korrekturen

Um die Änderung des totalen Wirkungsquerschnitts aufgrund von Gluonenabstrahlung im Endzustand zu berücksichtigen, können die Korrekturen bei genügend kleiner Kopplungskonstanten α_s, in Analogie zur QED, perturbativ berechnet werden. Am Beispiel des Prozesses $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{q\bar{q}(g)}$ bedeutet dies die Entwicklung nach Potenzen von α_s. Für dieses Beispiel ergibt sich der totale

Wirkungsquerschnitt σ in der Form:

$$\begin{aligned}\sigma &= \sigma_0 + A\alpha_s + B\alpha_s^2 + \cdots \\ &= \sigma_0\left(1+\frac{\alpha_s}{\pi}\right) + \mathcal{O}(\alpha_s^2) + \cdots,\end{aligned} \tag{7.2}$$

wobei σ_0 den Born-Wirkungsquerschnitt darstellt. Um Korrekturen erster Ordnung zu berechnen, müssen in diesem Fall alle drei Typen von Feynman-Diagrammen aus Abbildung 7.1 berücksichtigt werden. Die ersten beiden Diagramme (a,b) repräsentieren die Abstrahlung eines Gluons, wobei der Wirkungsquerschnitt proportional zu $\alpha_s(q^2)$ und somit indirekt vom Impulsübertrag q^2 abhängig ist. Das dritte Diagramm (c) enhält zwei Gluon-Vertizes und zeigt die virtuellen Korrekturen. Die Korrekturen erster Ordnung für den SM-Prozess $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{q\bar{q}(g)}$ bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} \approx 100$ GeV erhöhen den Born-Wirkungsquerschnitt nur geringfügig um ca. 4%.



(a) (b) (c)

Abbildung 7.1: *Feynman-Diagramme für QCD-Korrekturen der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha_s)$ für die Reaktion* $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{q\bar{q}}$.

Die QCD-Korrekturen, wie sie üblicherweise berechnet werden, sind nur gültig, wenn die beiden Quarks im Endzustand die gleiche Masse haben. Bei dem FCNC-Prozess $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{t\bar{c}}$ sind zwei verschiedene Quarks mit einer sehr großen Massendifferenz im Endzustand. Dies erschwert die Prozedur. Eine weitere Schwierigkeit besteht darin, dass das Top-Quark nahe der kinematischen Schwelle produziert wird, was zu kleinen Impulsüberträgen q^2 führt und somit zu großen Werten von $\alpha_s(q^2)$. Um die QCD-Korrekturen dennoch zu berücksichtigen, wurde die Methode aus [101, 102] verwendet, die diesen Spezialfall von *Flavour*-ändernden-Zerfallsvertizes mit zwei unterschiedlichen Quark-Massen im Endzustand beschreibt, und neben realer Gluonenemission erster Ordnung α_s, auch Vertex-Korrekturen berücksichtigt:

$$\sigma = \sigma_{\mathrm{born}}\left(1+\frac{\alpha_s(q^2)}{4\pi}\frac{\delta\Pi^{(1)}}{\Pi^{(1)}}\right). \tag{7.3}$$

Zur Berechnung des korrigierten Wirkungsquerschnitts werden zusätzlich zu (7.2) die Polarisations-Funktionen $\delta\Pi^{(1)}$ und $\Pi^{(1)}$, die in Referenz [101] in Formel (3.20 - 3.22) definiert sind, benötigt. Als Skala für $\alpha_s(q^2)$ wurde die Energie des c-Quarks verwendet: $q = (s - m_{\mathrm{t}}^2 + m_{\mathrm{c}}^2)/2\sqrt{s}$. Es zeigt sich, dass diese Methode im Grenzfall von gleichen Quark-Massen im Endzustand in guter Übereinstimmung mit den “Standard”-QCD-Korrekturen ist. In Abbildung 7.3

ist deutlich zu erkennen, wie sich der totale Wirkungsquerschnitt aufgrund dieser Korrekturen vergrößert. Die Korrekturen werden um so größer, je näher man an die kinematische Schwelle kommt, was einer Verminderung von q^2 und einem Anstieg von α_s entspricht. Die in dieser Arbeit analysierten Daten liegen ca. 15-35 GeV oberhalb der kinematischen Schwelle. Die Korrekturen bei der niedrigsten für die Analyse verwendeten Energie vergrößern den Wirkungsquerschnitt um ca. 30%.

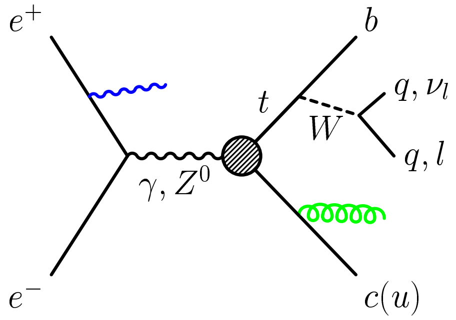


Abbildung 7.2: *Feynman-Diagramm für die Produktion eines Top-Quarks über einen FCNC-Prozess mit Photonenabstrahlung im Anfangszustand und Gluonenabstrahlung im Endzustand.*

7.2.2 QED-Korrekturen

Ein weiterer Effekt, der den Wirkungsquerschnitt bei LEP-Prozessen zum Teil drastisch verändern kann, und bereits in Kapitel 4.1.1 erwähnt wurde, ist die Abstrahlung von weichen und harten Photonen im Anfangszustand (ISR) wie es in Abbildung 7.2 für Signalprozesse dargestellt ist. Um die Korrekturen auf den totalen Wirkungsquerschnitt für den Prozess $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{t\bar{c}}$ zu berechnen, wurde eine faktorisierte Strukturfunktion für die Abstrahlungswahrscheinlichkeit eines Photons verwendet, die in einigen Monte-Carlo-Generatoren implementiert ist [103–105]. Die hier berechneten Korrekturen sind von der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha)$. Der totale Wirkungsquerschnitt lässt sich schreiben als:

$$\sigma(s) = \int_{\text{Schwelle}}^{s} ds' H(s,s')\sigma_0(s'), \tag{7.4}$$

und ist somit eine Faltung aus der Strukturfunktion für Photonenemission $H(s,s')$, mit dem unkorrigierten Wirkungsquerschnitt $\sigma_0(s')$, bei der reduzierten Schwerpunktsenergie s'. Der totale Wirkungsquerschnitt verringert sich wie in Abbildung 7.3 zu sehen ist. Die QED-Korrekturen für Photonenabstrahlung im Endzustand (FSR), und die Interferenz zwischen ISR und FSR sind sehr klein, und wurden nicht berücksichtigt [106].

Es zeigt sich, dass die QCD-Korrekturen und die QED-Korrekturen für sich alleine den Wirkungsquerschnitt nahe der kinematischen Schwelle drastisch verändern können, wie aus Abbildung 7.3 deutlich wird. Werden die QCD- und die ISR-Korrekturen gemeinsam auf die Berechnung des Wirkungsquerschnitts angewendet, so kompensieren sich die beiden gegensätzlich verlaufenden Korrekturen größtenteils. Der Wirkungsquerschnitt vergrößert sich im Vergleich zum Born-Niveau (Formel (2.33)) für alle untersuchen LEP-Energien beinahe konstant um ca. 10% wie in Abbildung 7.3(b) zu sehen ist.

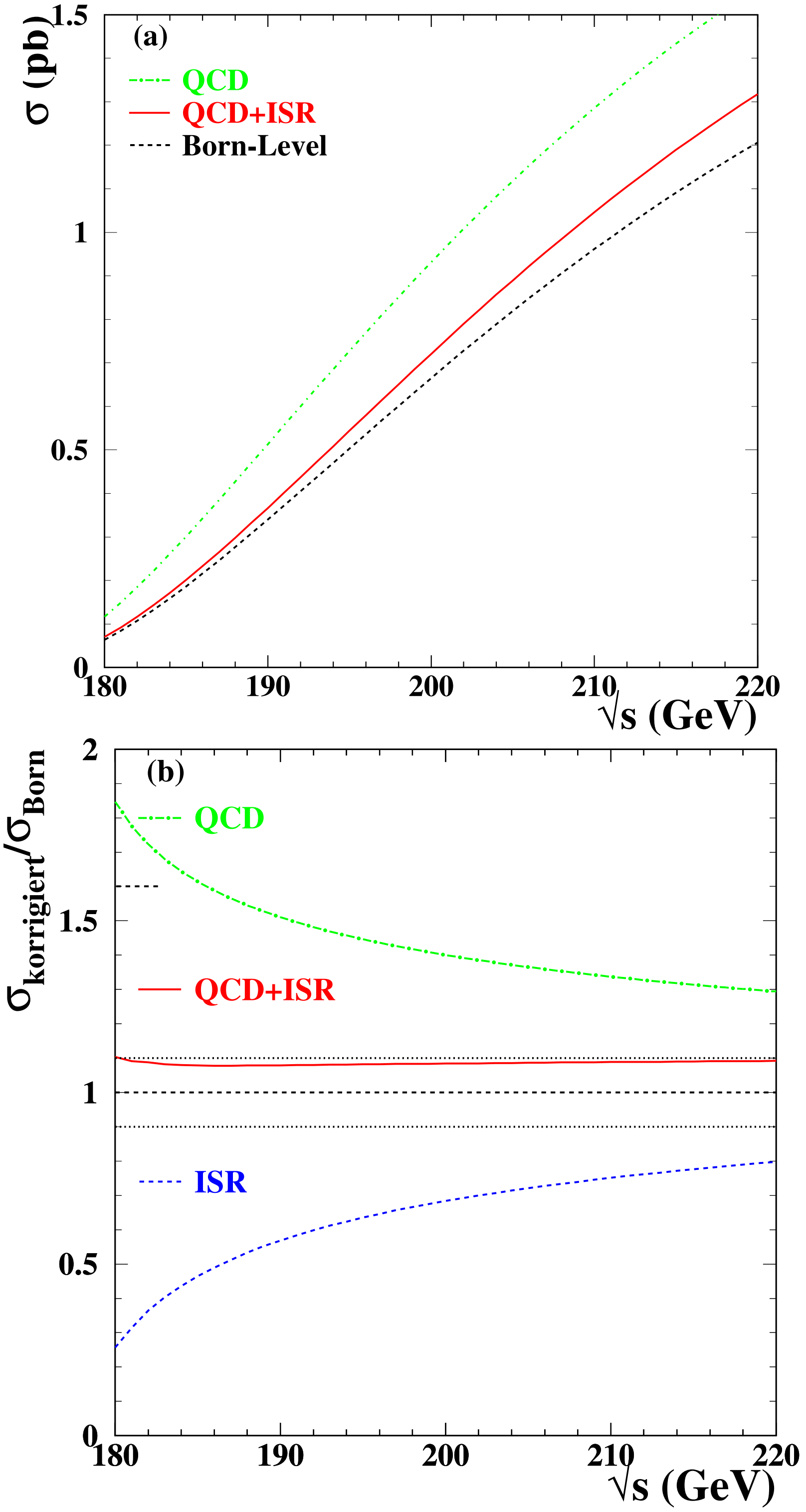


Abbildung 7.3: **(a)** *Wirkungsquerschnitt für den Prozess* $e^+e^- \rightarrow t\bar{c}$ *auf Born-Niveau (gestrichelt, schwarz), mit QCD-Korrekturen (strichpunktiert, grün) und mit QCD- & ISR-Korrekturen (durchgezogen, rot).* **(b)** *Die relativen Abweichungen vom Born-Wirkungsquerschnitt für QCD-Korrekturen (strichpunktiert, grün), ISR-Korrekturen (gestrichelt, blau) alleine und unter Berücksichtigung von QCD- & ISR-Korrekturen (durchgezogen, rot). Zur Berechnung des Wirkungsquerschnitts wurde Formel 2.33 und die aus den CDF-Resultaten [6] berechneten Werte für* κ_Z, κ_γ *(Formel 2.31, 2.32) verwendet.*

Die Grenzen auf die anomalen Kopplungsparameter κ_γ, κ_Z konnten bei CDF getrennt bestimmt werden, da die Zerfallskanäle $t \to Zc$ und $t \to \gamma c$ kinematische Unterscheide aufweisen. Bei LEP hingegen kann zwischen der Produktion über das γ oder das Z^0-Boson nicht unterschieden werden[*]. Aus diesem Grund wird die Ebene der anomalen Kopplungsparameter *gescannt* und für jeden Punkt in dieser Parameterebene der Wirkungsquerschnitt inklusive QCD- & ISR-Korrekturen für jede untersuchte Schwerpunktsenergie berechnet. Mit diesen Wirkungsquerschnitten und den bekannten Luminositäten lässt sich dann die Anzahl von Signalereignissen pro Schwerpunktsenergie berechnen. Dies wird bis zu den Punkten in der Ebene der anomalen Kopplungsparameter fortgeführt, bei denen man eine obere Grenze auf die Anzahl der Signalereignisse mit 95% Konfidenzniveau erhält. Zur Kombination der einzelnen Schwerpunktsenergien wurde die *Likelihood-Ratio*-Methode verwendet, die in Anhang A genauer beschrieben wird.

Bisher wurde angenommen, dass das Top-Quark zu 100% über den Standardmodell-Zerfallskanal $t \to Wb$ zerfällt. Wenn es jedoch eine Produktion über anomale Kopplungen gibt, ist auch der Zerfall über anomale Kopplungen möglich (Formel (2.29) und (2.30)). Für jeden Punkt in der Ebene der anomalen Kopplungen kann das Verzweigungsverhältnis berechnet werden, was wiederum zur Folge hat, dass sich das Verzweigungsverhältnis des Standardmodell-Zerfallskanals $t \to Wb$ auf Werte kleiner als 100% reduziert (2.59). Da diese Analyse nur für den SM-Zerfallskanal sensitiv ist, muss die Effizienz für jeden Punkt in der Ebene der Kopplungsparameter entsprechend dem Verzweigungsverhältnis skaliert werden. Dies ist in Abbildung 7.4 für einige Werte dargestellt.

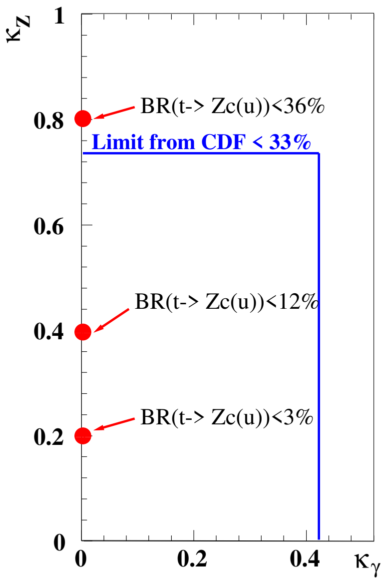


Abbildung 7.4: *Verzweigungsverhältnisse für die Zerfälle* $\mathrm{Br}(t \to Z/\gamma c)$ *in Abhängigkeit der Kopplungsparameter* κ_Z, κ_γ.

---

[*] Bei genügend großer Statistik wären eventuell über die Winkelverteilung Rückschlüsse auf die Art der Kopplung des Teilchens im s-Kanal möglich.

7.2.3 Suche im anomalen Zerfallskanal

Der anomale Zerfall von Top-Quarks, die über anomale Kopplungen bei LEP produziert würden, wäre durch das doppelte Auftreten von anomalen Kopplungen unterdrückt (siehe Abbildung 7.5). Die Sensitivität im Vergleich zum Standardmodell-Zerfallskanal ist weitaus geringer, da die Charakteristik des Ereignisses mit nur einem einzelnen b-Jet nicht mehr vorhanden wäre. Selbst der Zerfallskanal des Z^0-Bosons in geladene Leptonen, der jedoch mit einem Verzweigungsverhältnis von ca. 7% stark unterdrückt ist, hat im Vergleich zum untersuchten SM-Zerfallskanal ein schlechtes Signal/Untergrund-Verhältnis. Diese Überlegungen bestätigten sich auch in Monte-Carlo-Studien.

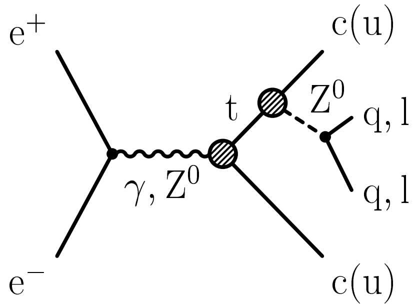


Abbildung 7.5: *Produktion und Zerfall über anomale Kopplungen.*

7.2.4 Obere Grenzen für den hadronischen Kanal

Kombiniert man alle Schwerpunktsenergien des hadronischen Zerfallskanals, unter Berücksichtigung der systematischen Fehler auf die Effizienz und die Anzahl der Untergrundereignisse, und berücksichtigt QCD- und ISR-Korrekturen für die Berechnung des Wirkungsquerschnitts, so erhält man eine Linie in der κ_Z-κ_γ-Ebene. Diese trennt den noch erlaubten Parameterbereich von dem mit 95% Konfidenzniveau ausgeschlossenen Bereich. Es handelt sich hierbei um ein Viertel einer Ellipse innerhalb der Ebene der anomalen Kopplungsparameter, da die Berechnung des Wirkungsquerschnitts in Abhängigkeit der Kopplungsparameter eine implizite Ellipsengleichung darstellt (2.33).

Es ergibt sich eine obere Grenze für den Kopplungsparameter $\kappa_Z < 0.48$, für Top-Quark-Massen von 174 GeV, und verbessert damit die Grenzen von CDF ($\kappa_Z < 0.73$) deutlich. Der Nachteil der LEP-Messungen besteht darin, dass für die Bestimmung der oberen Grenzen auf die Kopplungsparameter die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts aus Formel (2.33) berücksichtigt werden muss, die von der Top-Quark-Masse quadratisch abhängig ist. Dies verschiebt die 95% Konfidenzniveau Grenze für m_t=169 GeV zu kleineren Werten und für m_t=179 GeV zu größeren Werten in der Ebene der anomalen Kopplungsparameter. Zusätzlich muss die unterschiedliche Signaleffizienz für m_t=169, 179 GeV berücksichtigt werden, was zu größeren Werten in der κ_Z, κ_γ-Ebene führt.

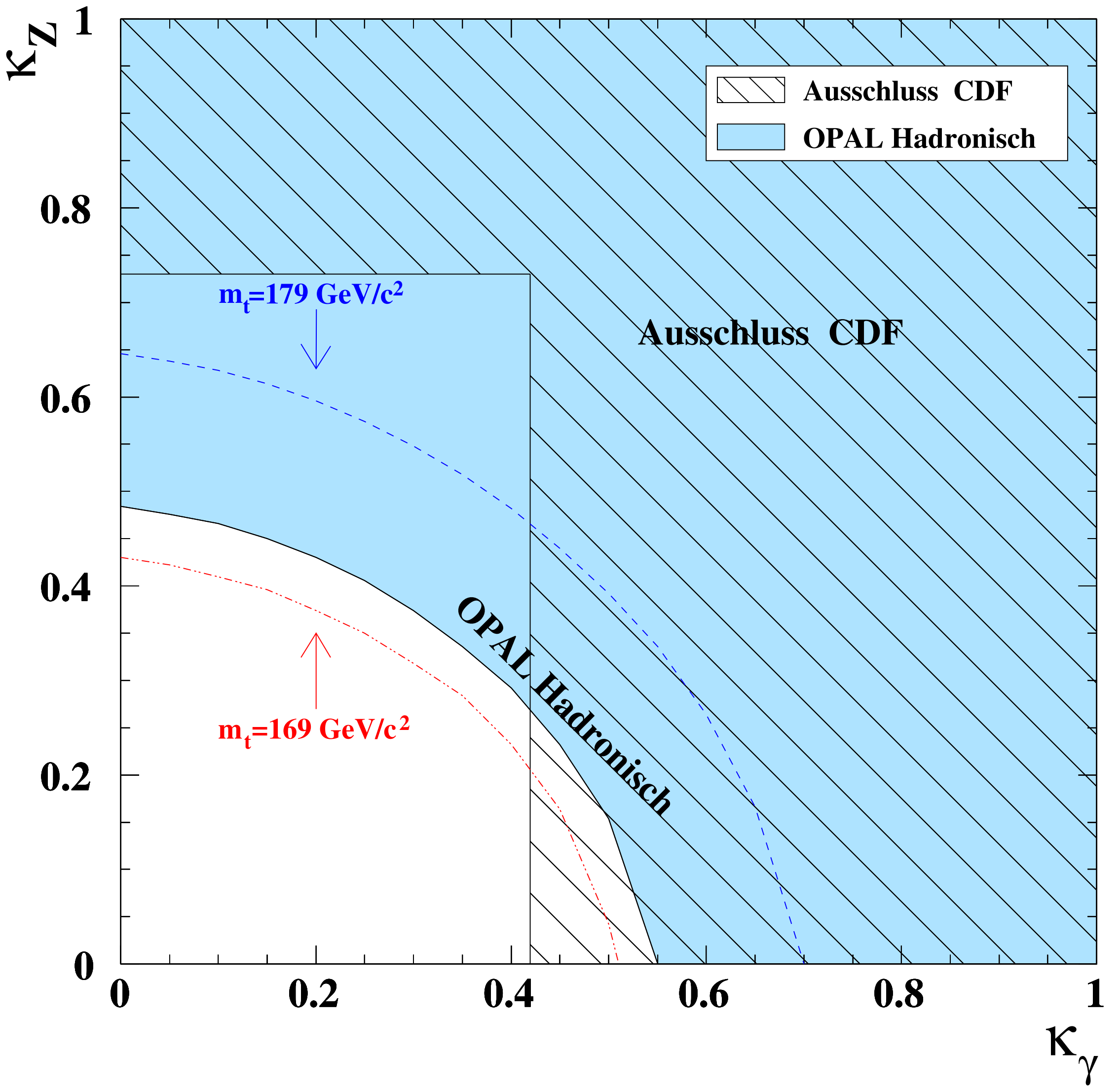


Abbildung 7.6: *Die gesamte hellgraue (blaue) Region zeigt den mit 95% Konfidenzniveau ausgeschlossenen Bereich in der* κ_Z*-*κ_γ*-Ebene. Dies gilt für eine Top-Quark-Masse von 174 GeV. Es wurden alle Schwerpunktsenergien des hadronischen Zerfallskanals kombiniert, sowie QCD- und ISR-Korrekturen berücksichtigt. Die Ausschluss-Kurven für Top-Quark-Massen von 169, 179 GeV sind strichpunktiert (rot) und gestrichelt (blau) dargestellt. Die schraffierte Fläche entspricht dem Bereich, der von CDF ausgeschlossen wurde.*

7.3 Kombination des hadronischen und leptonischen Kanals

Diese Arbeit wurde eng mit der Analyse des leptonischen Zerfallskanals [17–20] korreliert. Um die gesamte Statistik der von OPAL aufgenommenen Daten optimal auszunutzen, wurden die beiden Zerfallskanäle kombiniert [7]. Die Anzahl der selektierten Daten, der erwarteten SM-Untergrundereignisse und die totale Signaleffizienz des leptonischen Zerfallskanals sind in Anhang B.1 zusammengefasst. Für die Optimierung des leptonischen Zerfallskanals wurde wie für den hadronischen Zerfallskanal der erwartete Wirkungsquerschnitt für jede untersuchte Schwerpunktsenergie minimiert. Im Folgenden werden die Grenzen auf die Wirkungsquerschnitte und die Kopplungsparameter κ_Z, κ_γ dargestellt, die aus der Kombination berechnet wurden, und bei denen es sich um die offiziellen OPAL-Ergebnisse handelt. Zudem werden die in Kapitel 2 vorgestellten Modelle unter Verwendung beider Zerfallskanäle diskutiert.

7.3.1 Obere Grenzen auf den Wirkungsquerschnitt

Die einfachste Methode der Kombination beider Zerfallskanäle ist die Addition der Datenereignisse, der Standardmodell-Untergrundereignisse, der totalen Effizienzen[†] und die quadratische Addition der systematischen Fehler. Diese Methode hat allerdings den Nachteil, dass die bessere Sensitivität des einen Zerfallkanals durch eine mögliche schlechtere Sensitivität des Anderen beeinträchtigt werden kann. Besser ist die Kombination der beiden Zerfallskanäle pro Schwerpunktsenergie mit der *Likelihood-Ratio*-Methode (Anhang A.5). Die mit 95% Konfidenzniveau beobachteten oberen Grenzen auf die modellunabhängigen Wirkungsquerschnitte sind in Tabelle 7.2 dargestellt. Die Grenzen für die einzelnen Schwerpunktsenergien bei einer Top-Quark-Masse von 174 GeV sind in Abbildung 7.8 als Punkte dargestellt. Die deutlich höheren Grenzen bei $\sqrt{s}$=192,(200),202 sind die Folge der relativ geringen Luminosität bei diesen Schwerpunktsenergien. Zur Berechnung der Grenzen wurde ein Verzweigungsverhältnis von Br(t → Wb) von 100% angenommen.

$\sqrt{s}$	$m_t = 169$ GeV			$m_t = 174$ GeV			$m_t = 179$ GeV		
(GeV)	ε_ℓ	ε_q	$\sigma_{95}^{\text{obs.}}$	ε_ℓ	ε_q	$\sigma_{95}^{\text{obs.}}$	ε_ℓ	ε_q	$\sigma_{95}^{\text{obs.}}$
189	7.5	10.3	0.30	9.1	12.8	0.24	6.1	10.0	0.33
192	7.5	15.3	0.99	9.5	18.0	0.81	6.9	14.9	1.04
196	7.1	12.8	0.39	8.7	14.7	0.33	7.2	12.1	0.40
200	7.1	14.7	0.55	8.0	16.0	0.50	7.0	15.1	0.55
202	6.6	17.7	1.00	7.5	18.6	0.93	6.9	17.3	1.00
205	5.9	14.4	0.48	7.0	15.7	0.43	6.2	13.9	0.49
207	5.8	12.8	0.47	6.7	15.4	0.40	6.1	13.6	0.45

Tabelle 7.2: *Die totale Signaleffizienz für den leptonischen (ε_ℓ) und den hadronischen (ε_q) Zerfallskanal. Die kombinierte beobachtete obere Grenze ($\sigma_{95}^{\text{obs.}}$) auf den Wirkungsquerschnitt mit 95% Konfidenzniveau für die unterschiedlichen Schwerpunktsenergien und für drei Top-Quark-Massen sind dargestellt. Es wurde ein Verzweigungsverhältnis von* Br(t → Wb) *von 100% angenommen.*

[†] Dies ist ohne Probleme möglich, da die Schnittmenge der selektierten Signalereignisse die leere Menge ist.

7.3.2 Obere Grenzen auf die Kopplungsparameter κ_Z-κ_γ

Zur Berechnung der Grenzen auf die anomalen Kopplungsparameter wurden die unterschiedlichen Zerfallskanäle sowie die unterschiedlichen Schwerpunktsenergien als unabhängige Kanäle betrachtet. Es ergibt sich eine obere Grenze mit 95% Konfidenzniveau auf die Kopplungsparameter $\kappa_Z < 0.41$ und $\kappa_\gamma < 0.48$ für eine Top-Quark-Masse von 174 GeV. Für eine Top-Quark-Masse von 169 (179) GeV ergeben sich die Grenzen zu $\kappa_Z < 0.34$ (0.52) und $\kappa_\gamma < 0.39$ (0.60). Die ausgeschlossenen Bereiche in der Ebene der anomalen Kopplungsparameter sind in Abbildung 7.7 dargestellt. Die zwei zusätzlichen Linien entsprechen den Top-Quark-Massen von 169 und 179 GeV. Der von CDF noch erlaubte Bereich in der κ_Z-κ_γ-Ebene kann mit den OPAL-Daten etwa um den Faktor 2 verkleinert werden.

Aus den Grenzen auf die anomalen Kopplungsparameter von CDF und OPAL, können Grenzen auf den Wirkungsquerschnitt, unter Verwendung von Formel (2.33), berechnet werden. Abbildung 7.8 zeigt die Linien der 95% CL[‡] Ausschluss-Grenze des Wirkungsquerschnitts in Abhängigkeit der Schwerpunktsenergie. Deutlich ist auch hier die Verbesserung der OPAL-Grenzen im Vergleich zu CDF zu sehen. Weiterhin erkennt man die Verbesserung durch die Kombination der beiden Zerfallskanäle, im Vergleich zum hadronischen Kanal allein. Die Sterne zeigen die Grenzen auf den Wirkungsquerschnitt an, die man ohne Kombination der verschiedenen Schwerpunktsenergien erhalten würde.

Die Grenzen auf die anomalen Kopplungsparameter lassen sich mit Formel (2.31, 2.32) in obere Grenzen für das Verzweigungsverhältnis $\mathrm{Br}(\mathrm{t} \to \mathrm{Zc}) + \mathrm{Br}(\mathrm{t} \to \mathrm{Zu}) < 9.7$, 13.7 und 20.6% für κ_γ=0 und m_t=169, 174 und 179 GeV umrechnen. Als Grenzen für die Verzweigungsverhältnisse $\mathrm{Br}(\mathrm{t} \to \gamma\mathrm{c}) + \mathrm{Br}(\mathrm{t} \to \gamma\mathrm{u})$ erhält man Werte < 2.9, 4.4, 6.7% für Top-Quark-Massen von 169, 174 und 179 GeV.

	m_top (GeV)		
	169	174	179
$\mathrm{Br}(\mathrm{t} \to \mathrm{Zq})$	9.7 %	13.7 %	20.6 %
$\mathrm{Br}(\mathrm{t} \to \gamma\mathrm{q})$	2.9 %	4.4 %	6.7 %
κ_Z	0.34	0.41	0.52
κ_γ	0.39	0.48	0.60

Tabelle 7.3: *Grenzen auf die anomalen Verzweigungsverhältnisse und Kopplungsparameter für drei verschiedene Top-Quark-Massen.*

[‡] Confidence Limit: Konfidenzniveau.

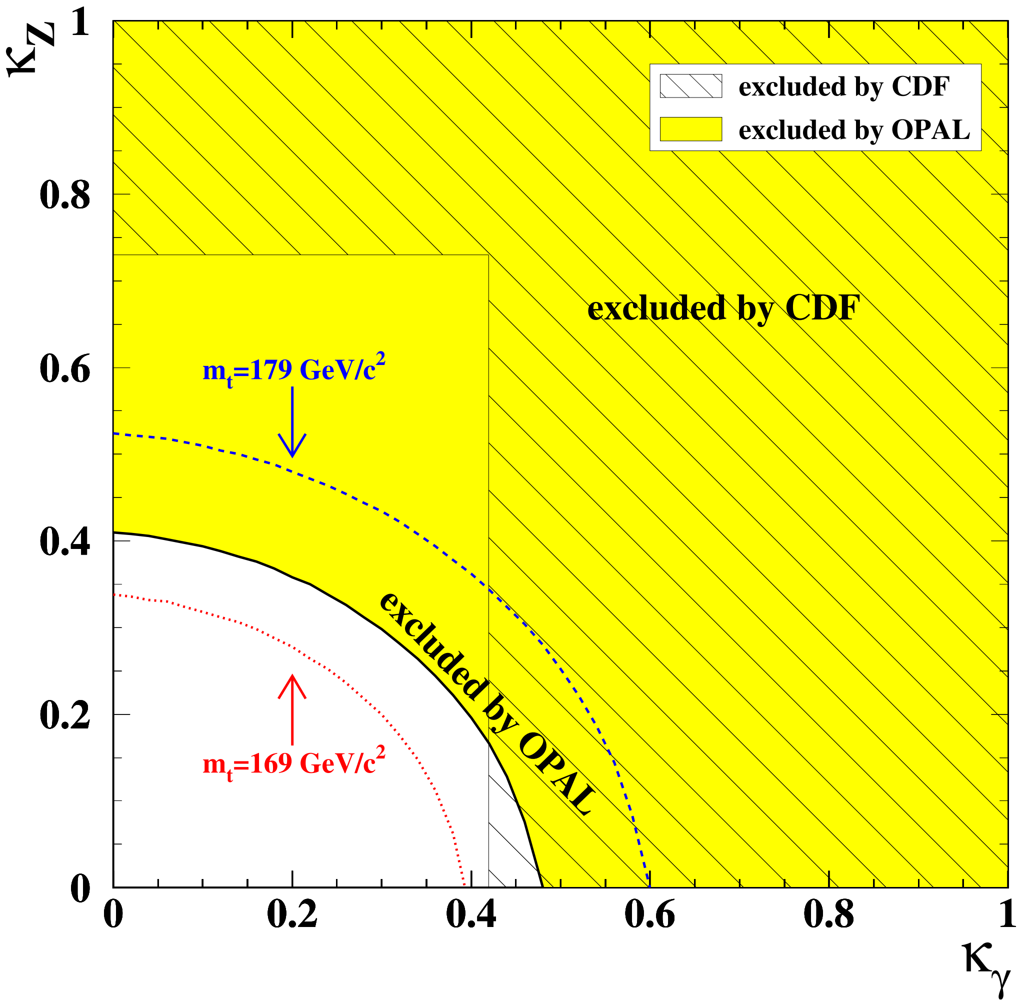


Abbildung 7.7: *Die gesamte hellgraue (gelbe) Region zeigt den mit 95% Konfidenzniveau ausgeschlossenen Bereich in der κ_Z-κ_γ-Ebene. Dies gilt für eine Top-Quark-Masse von 174 GeV. Es wurde der hadronische mit dem leptonischen Zerfallskanal kombiniert, sowie QCD- und ISR-Korrekturen berücksichtigt. Die Ausschluss-Kurven für Top-Quark-Massen von 169,179 GeV sind punktiert (rot) und gestrichelt (blau) dargestellt. Die schraffierte Fläche entspricht dem Bereich, der von CDF ausgeschlossen wurde.*

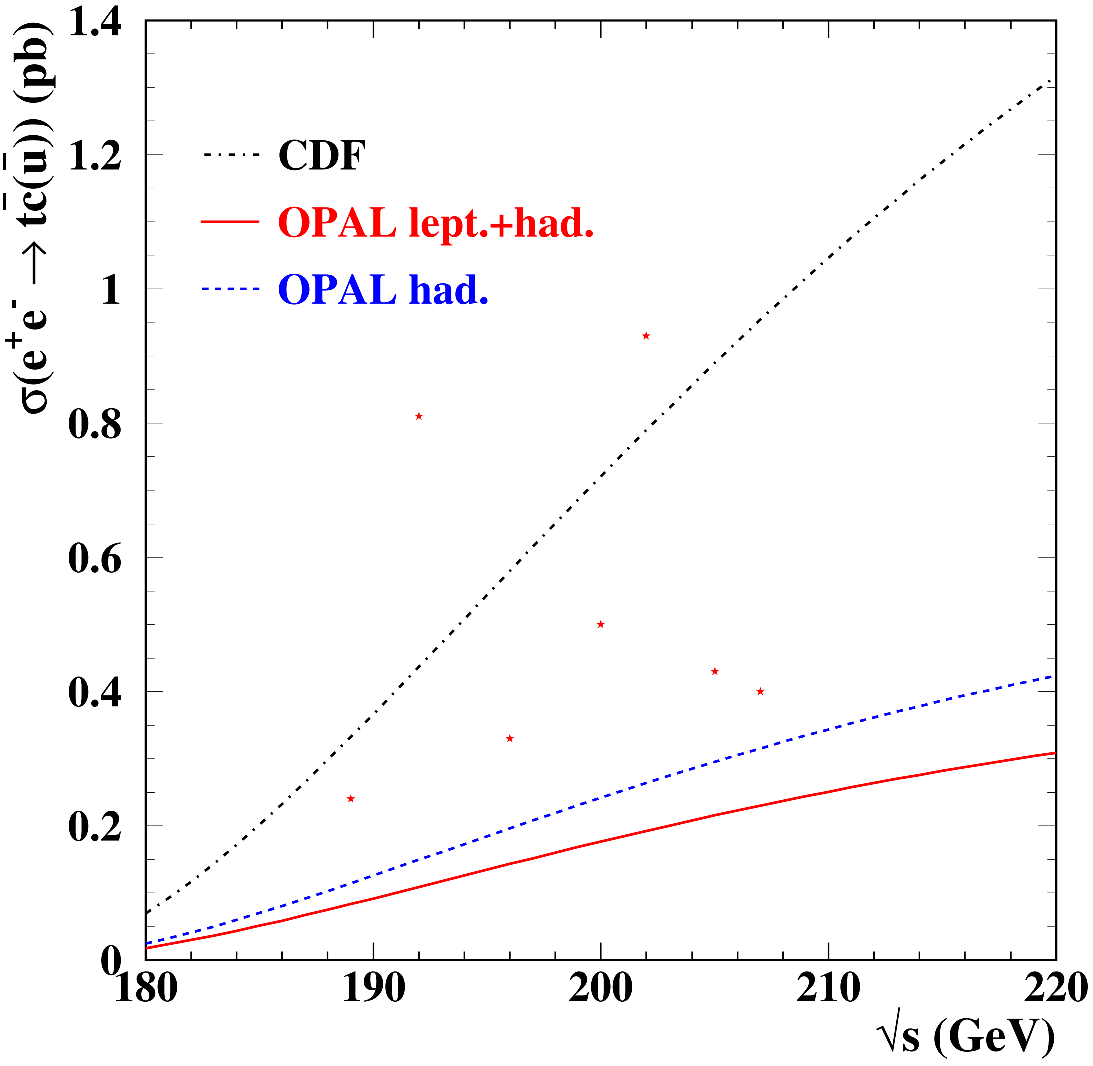


Abbildung 7.8: *Grenzen auf den Wirkungsquerschnitt für die Reaktion* $\mathrm{e^+e^-} \rightarrow \mathrm{t\bar{c}}$. *Der Bereich oberhalb der strichpunktierten (schwarzen) Linie kann mit den Grenzen von CDF ausgeschlossen werden. Der Bereich oberhalb der gestrichelten (blauen) Linie kann von der Analyse des hadronischen Zerfallskanals ausgeschlossen werden, wenn alle Schwerpunktsenergien kombiniert werden. Durch Hinzunahme des leptonischen Zerfallskanals kann der Bereich oberhalb der durchgezogenen (roten) Linie ausgeschlossen werden. Die Sterne zeigen die modellunabhängigen Grenzen für jede Schwerpunktsenergie aus Tabelle 7.2.*

7.3.3 Kontaktwechselwirkung

Beschreibt man den Prozess $e^+e^- \to t\bar{c}$ wiederum mit dem Modell der unabhängigen effektiven Lagrangedichte mittels Vier-Fermion-Kontaktwechselwirkung, und lässt für bestimmte Szenarien (5-7) noch die anomalen Ztc- bzw. γtc-Vertizes zu, so wird der Wirkungsquerschnitt durch die Vier-Fermion-Wechselwirkung dominiert, und der Z^0-Austausch spielt nur noch eine untergeordnete Rolle. Das Szenario 5 entspricht hierbei der Parametrisierung mit den anomalen Kopplungsparametern κ_γ, κ_Z. Im Gegensatz zu den Grenzen auf die Kopplungsparameter aus dem vorherigen Kapitel werden nun die Kopplungsparameter auf die Werte von 1 fixiert, und Grenzen auf den Skalenparameter Λ, ab dem neue Physik auftritt, berechnet. Es wurden die sieben verschiedenen Szenarien, die bereits in Tabelle 2.7 vorgestellt wurden, betrachtet. Es wurde der hadronische mit dem leptonischen Zerfallskanal sowie alle Schwerpunktsenergien kombiniert. Die Ergebnisse für die erwarteten und beobachteten Grenzen sind in Tabelle 7.4 dargestellt. Interessant ist die gute Übereinstimmung der OPAL-Ergebnisse mit den Vorhersagen aus Tabelle 2.8.

Szenario	Beobachtete Grenze Λ(GeV)			Erwartete Grenze Λ(GeV)
(i,j = L,R)	lept.	had.	lept. & had.	lept. & had.
1) $T_{RR} = S_{RR} = V_{ij} = 1; a^Z_j = 0$	1273	1301	1415	1363
2) $T_{RR} = 1; S_{RR} = V_{ij} = a^Z_j = 0$	1127	1151	1252	1207
3) $S_{RR} = 1; T_{RR} = V_{ij} = a^Z_j = 0$	589	605	656	633
4) $S_{RR} = T_{RR} = 0; V_{ij} = 1; a^Z_j = 0$	970	994	1079	1041
5) $S_{RR} = T_{RR} = V_{ij} = 0; a^Z_j = 1$	470	468	556	495
6) $S_{RR} = T_{RR} = 0; V_{ij} = a^Z_j = 1$	975	998	1084	1046
7) $S_{RR} = T_{RR} = 0; V_{ij} = 1; a^Z_j = -1$	991	1013	1100	1062

Tabelle 7.4: *Erwartete und beobachtete experimentelle Grenzen auf den Parameter der neuen Physik Skala* Λ.

Zeichnet man den Wirkungsquerschnitt mit der beobachteten Grenze von $\Lambda > 1.415$ TeV für das Szenario 1 (Abbildung 7.9), so erkennt man deutlich einen anderen Verlauf des Wirkungsquerschnitts, im Vergleich zur Beschreibung ohne Vier-Fermion-Kontaktwechselwirkung. Dies ist so zu erwarten, da der Wirkungsquerschnitt für die Vier-Fermion-Kontaktwechselwirkung proportional zu s steigt, wohingegen der Wirkungsquerschnitt für die Vtc-Vertizes ein Maximum erreicht, und danach mit $1/s$ fällt. Bei der Parametrisierung nur mit Vtc-Vertizes ist bereits ein deutlich flacherer Verlauf bei Schwerpunktsenergien ab 200 GeV zu erkennen. Dieses proportionale Wachsen des Wirkungsquerschnitts bei Vier-Fermion-Wechselwirkungen ermöglicht es, mit zukünftigen Linear-Beschleunigern die Grenzen auf Λ deutlich zu verbessern, oder neue Physik zu finden.

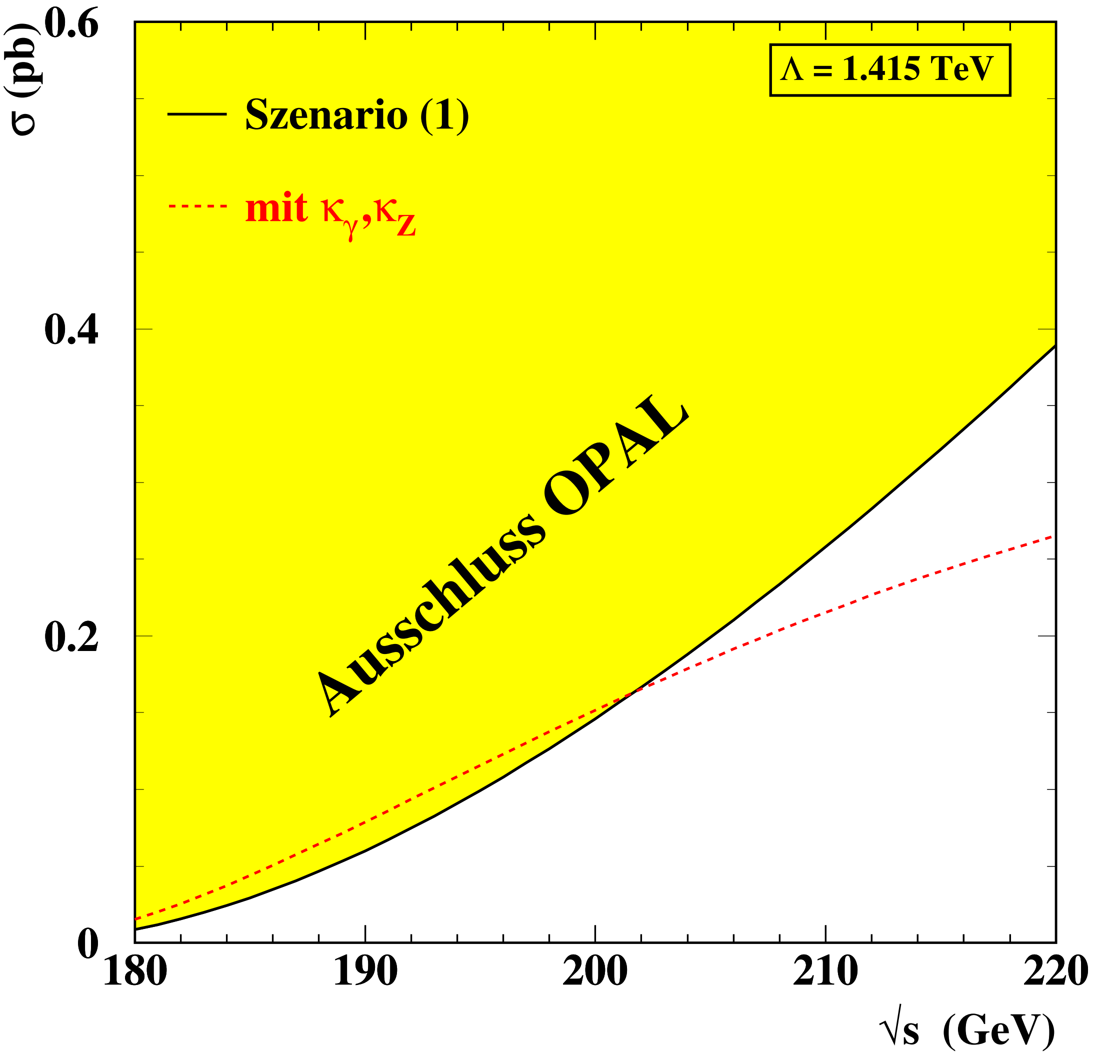


Abbildung 7.9: *Die gelbe Fläche zeigt den Bereich des mit 95% CL ausgeschossenen Wirkungsquerschnitts für das Vier-Fermion-Szenario 1. Dies entspricht einem $\Lambda >$ 1.415 TeV. Die gestrichelte (rote) Linie zeigt die Grenze aus der Parametrisierung mit κ_γ, κ_Z aus Kapitel 7.3.2.*

7.3.4 Dynamische elektroschwache Symmetriebrechung

Modell I

Eine andere Möglichkeit die FCNC-Produktion einzelner Top-Quarks bei LEP zu parametrisieren wurde in Kapitel 2.4.3 vorgestellt. Wiederum werden Kopplungen durch anomale Kopplungsparameter beschrieben; allerdings wurde zur Herleitung dieser Kopplungsparameter die elektroschwache Symmetrieberechung durch dynamische Modelle gefordert. Die Vorhersagen für die anomalen Kopplungsparameter $C_Z, D_Z, C_\gamma, D_\gamma$ liegen im Bereich $10^{-3} - 10^2$ [58]. Es wird angenommen, dass $C_Z = D_Z$ und $C_\gamma = D_\gamma$ gilt und m_t=174 GeV. Kombiniert man die OPAL-Daten, so erhält man Grenzen für $C_Z, D_Z < 0.146$ und $C_\gamma, D_\gamma < 0.041$.

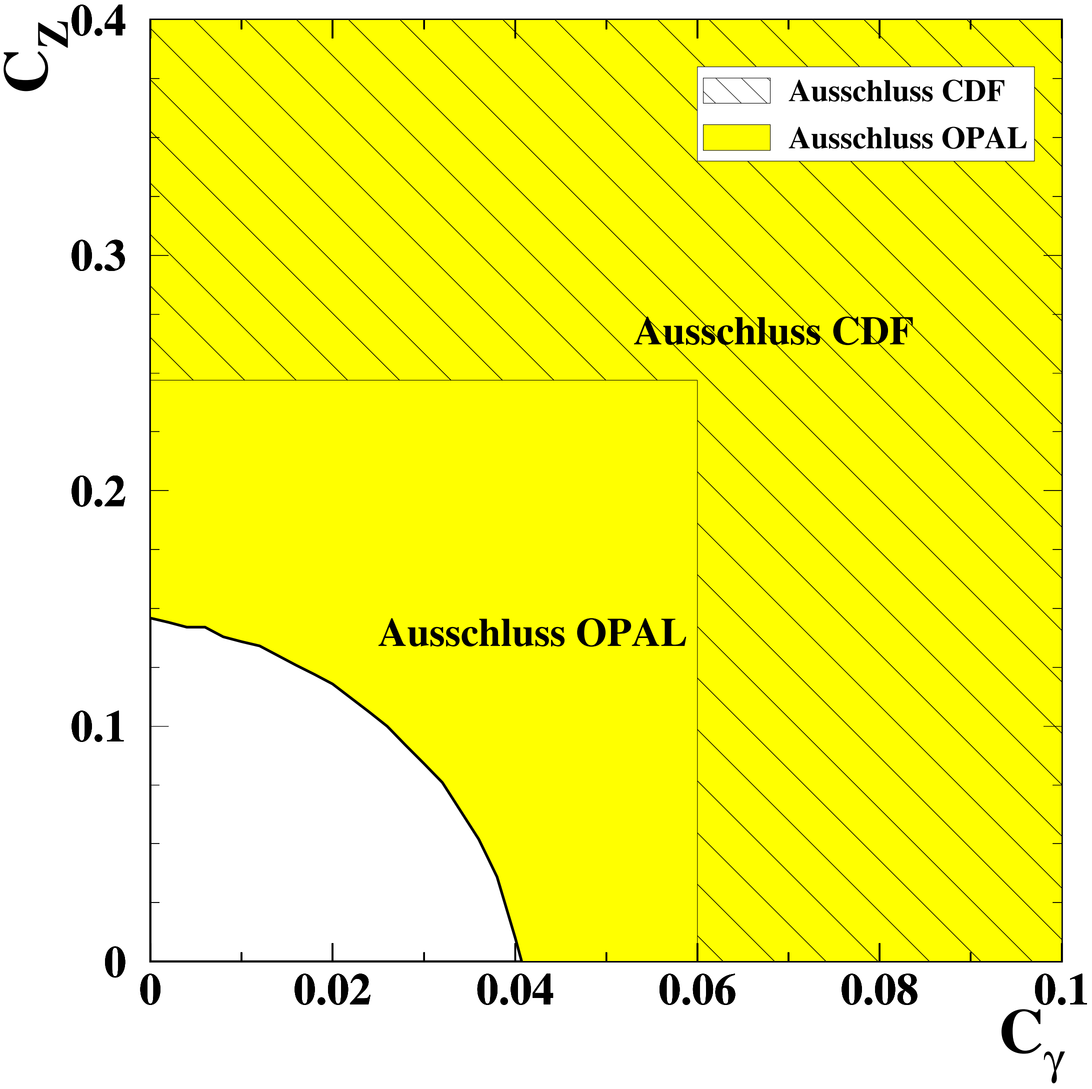


Abbildung 7.10: *Grenzen auf die Kopplungsparameter C_Z, C_γ.*

Diese Grenzen auf die anomalen Kopplungsparameter lassen sich wiederum in obere Grenzen für das Verzweigungsverhältnis $\mathrm{Br}(\mathrm{t} \to \mathrm{Zq}) < 11.3\%$ und in $\mathrm{Br}(\mathrm{t} \to \gamma\mathrm{q}) < 1.5\%$ umrechnen[§]. Unter Verwendung des Modell I erreicht man mit den OPAL-Daten nicht nur eine Verbesserung gegenüber den CDF-Grenzen auf das Verzweigungsverhältnis $\mathrm{Br}(\mathrm{t} \to \mathrm{Z}^0\mathrm{c}(\mathrm{u}))$, sondern auch auf das Verzweigungsverhältnis $\mathrm{Br}(\mathrm{t} \to \gamma\mathrm{c}(\mathrm{u}))$ (siehe Abbildung 7.11). Bei der Parametrisierung mit den anomalen Kopplungsparameter C_γ, C_Z und κ_γ, κ_Z handelt es sich um zwei unterschiedliche Ansätze. Dies zeigt sich anschaulich am Verlauf der Wirkungsquerschnitte. Vergleicht man die Wirkungsquerschnitte der κ_γ, κ_Z-Parametrisierung aus Abbildung 2.4 mit der C_γ, C_Z-Parametrisierung in Abbildung 7.12, unter Verwendung der CDF-Grenzen, so sind deutliche Unterschiede zu erkennen. Für große Energien (>300 GeV) erhält man mit der C_γ, C_Z-Parametrisierung Wirkungsquerschnitte die zehn mal größer sind als mit der κ_γ, κ_Z-Parametrisierung. Der Wirkungsquerschnitt wird für große Energien, sowohl für den γ-Austausch, als auch den Z^0-Austausch annähernd konstant. Dieses Verhalten wird durch die $\sigma^{\mu\nu}q_\nu$-Terme aus (2.49) beschrieben, und ist der Grund, weshalb man in Modell I die bestehenden Grenzen von CDF auf das Verzweigungsverhältnis $\mathrm{Br}(\mathrm{t} \to \gamma\mathrm{c}(\mathrm{u}))$ ebenfalls verbessern kann. Im Vergleich dazu erhält man einen $1/s$ Abfall des Z^0-Terms mit der κ_γ, κ_Z-Parametrisierung (Abbildung 2.4).

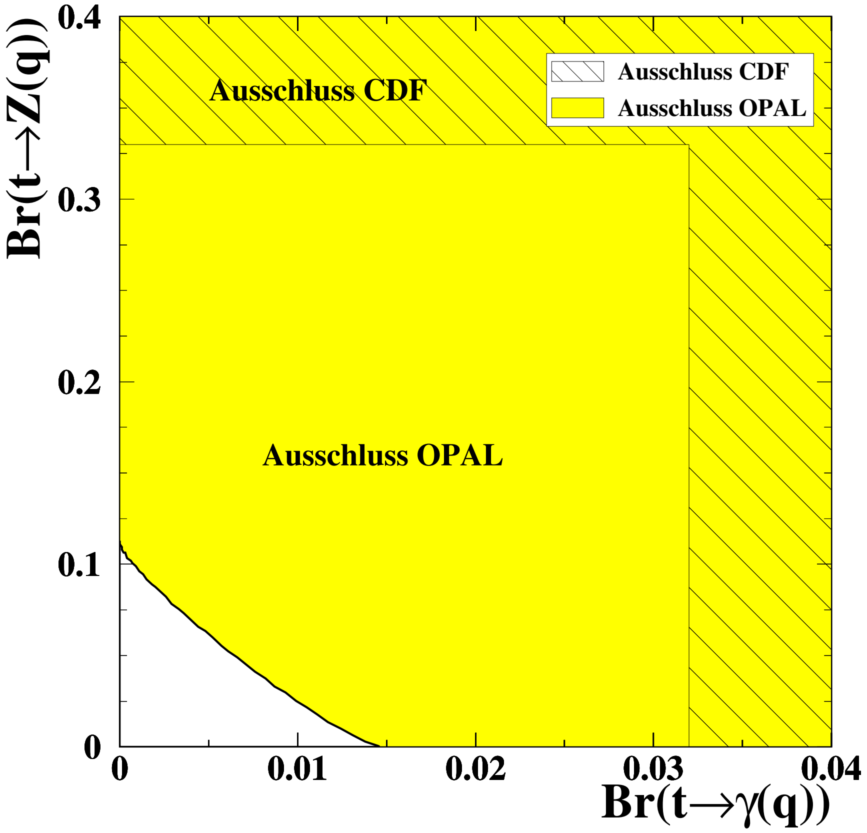


Abbildung 7.11: *Grenzen auf die Verzweigungsverhältnisse* $\mathrm{Br}(\mathrm{t} \to \mathrm{Z}(\mathrm{q}))$, $\mathrm{Br}(\mathrm{t} \to \gamma(\mathrm{q}))$ *für die Parametrisierung nach Modell I.*

[§] Hierzu wurde die Definition für das Verzweigungsverhältnis aus Referenz [58] verwendet um die experimentellen Ergebnisse mit den theoretischen direkt vergleichen zu können.

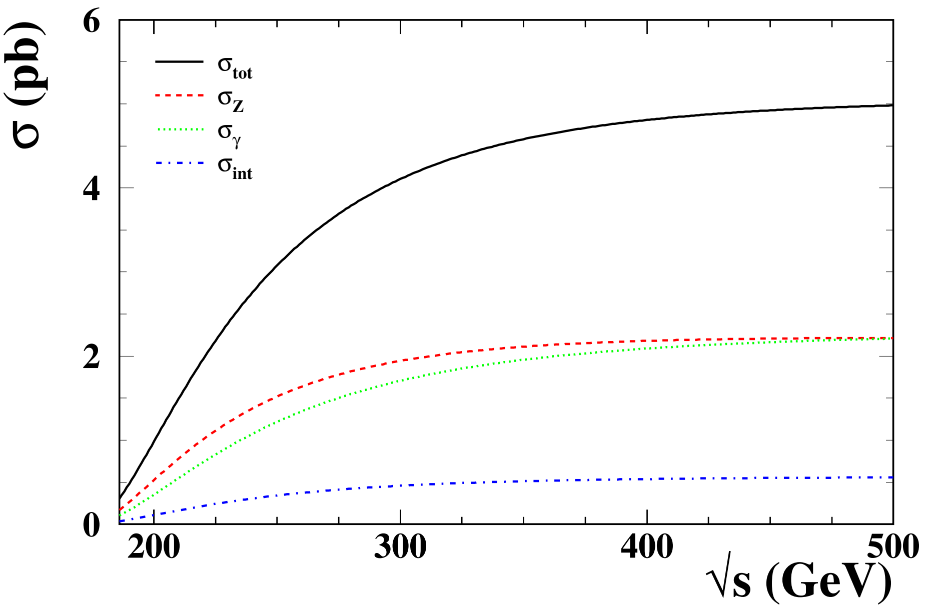


Abbildung 7.12: *Totaler Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit der Schwerpunktsenergie für den Prozess* $e^+e^- \to t\bar{c}$ *mit anomalen Kopplungsparametern* C_γ,C_Z *unter Verwendung der CDF-Grenzen (2.5.2). Die durchgezogene Linie zeigt den totalen Wirkungsquerschnitt. Die gestrichelte (rote), punktierte (grüne) und strichpunktierte (blaue) Linie zeigt die Beiträge vom* Z^0*-,* γ*- und Interferenzterm.*

	m_{top} (GeV) 174
Br($t \to Zq$)	11.3 %
Br($t \to \gamma q$)	1.5 %
C_Z	0.15
C_γ	0.04

Tabelle 7.5: *Grenzen auf die anomalen Verzweigungsverhältnisse und Kopplungsparameter im Modell I.*

Modell II

Die Vorhersage des Modells mit dynamischer Symmetriebrechung, welches in Kapitel 2.4.3 diskutiert wurde, sagt mit dem Parameter $y_+ = 0.26 \pm 0.06$ einen Wirkungsquerschnitt von $0.08^{+0.04}_{-0.03}$ pb bei $\sqrt{s} = 200$ GeV voraus. Der Verlauf des Wirkungsquerschnitts, in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie mit dem $\pm 1\sigma$ Fehlerband, ist in Abbildung 7.13 dargestellt.

Durch die Kombination der OPAL-Daten kann der Bereich oberhalb der roten Linie in Abbildung 7.13 ausgeschossen werden. Als obere Grenze auf den Wirkungsquerschnitt erhält man bei $\sqrt{s}$ = 200 GeV einen Wert von 0.15 pb. Dies entspricht einem $y_+ < 0.35$ mit 95% Konfidenzniveau[¶]. Mit den OPAL-Daten gelingt es, in den Bereich der Modellvorhersagen zu gelangen, kann

---

[¶] Es wurde im Gegensatz zu der Veröffentlichung von Arbuzov m_t=174 und nicht 176 verwendet.

das Modell aber noch nicht ausschließen.

Studien zeigen, dass bei Kombination aller Daten der 4 LEP-Experimente (siehe Anhang B) eine Grenze von $y_+ < 0.26$ mit 95% Konfidenzniveau ausgeschlossen werden kann.

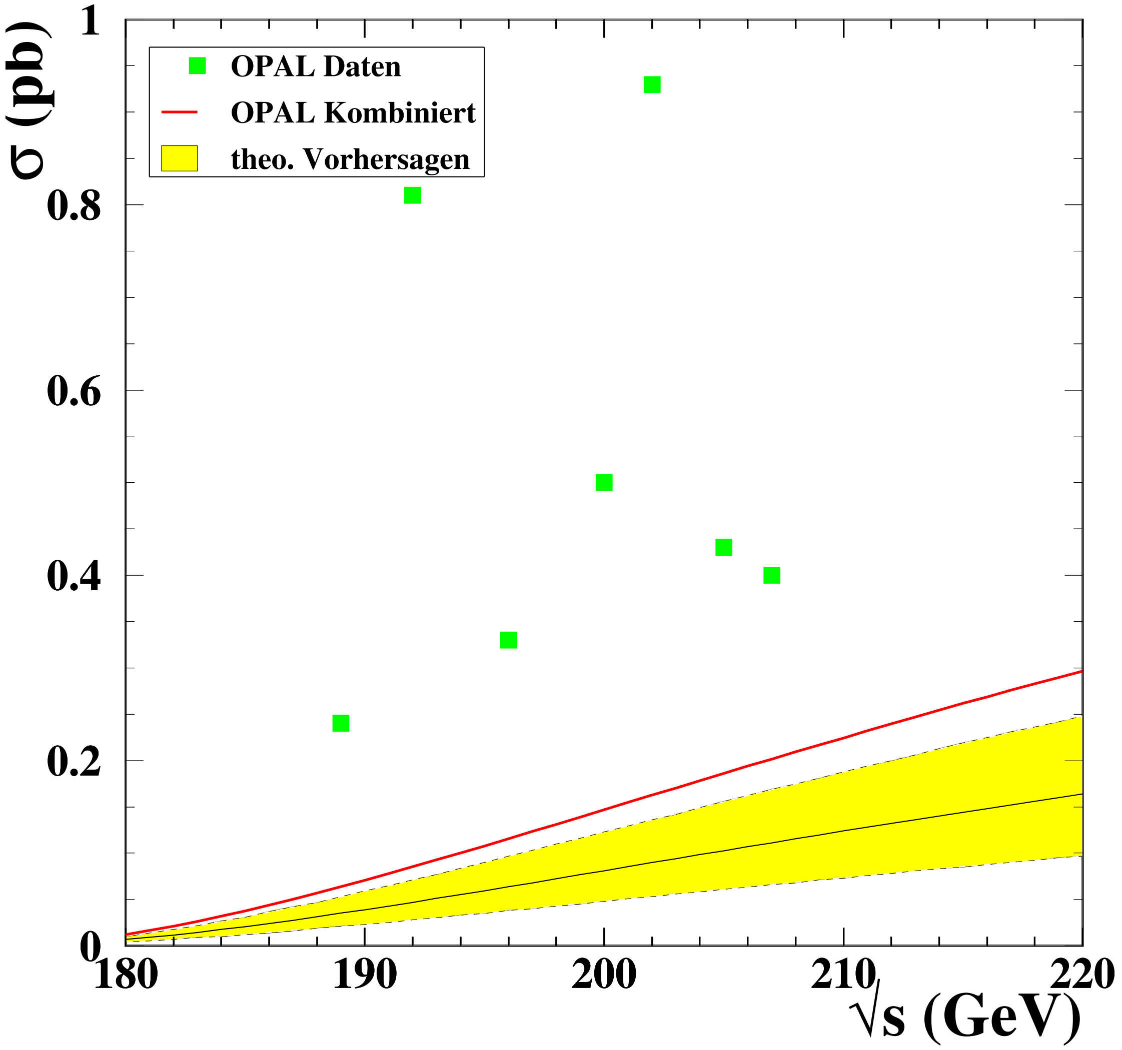


Abbildung 7.13: *Die hellgraue (gelbe) Fläche zeigt den Wirkungsquerschnitt für die theoretischen Vorhersagen* $y_+ = 0.26 \pm 0.06$ *[52]. Die grünen Quadrate sind die modellunabhängigen Grenzen der OPAL-Daten für jede Schwerpunktsenergie getrennt. Der Bereich oberhalb der durchgezogenen (roten) Linie kann von den OPAL-Daten unter Verwendung des theoretischen Modells aus [52] ausgeschlossen werden. Es ergibt sich eine obere Grenze von* $y_+ < 0.35$ *mit 95% CL.*

8. Kombination aller LEP-Experimente und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde intensiv innerhalb der “LEP Exotic Working Group” mit den anderen drei LEP-Experimenten zusammengearbeitet. Die Kombination der Ergebnisse der vier LEP-Experimente stellen für die nächsten Jahre die sensitivsten Ergebnisse auf anomale Kopplungsparameter und Verzweigungsverhältnisse im Bereich des Top-Quarks dar. Neue Experimentelle Resultate werden erst in 4-6 Jahren von den zukünftigen Beschleunigern TEVATRON, LHC und e^+e^--Linear-Beschleunigern erwartet.

8.1 Kombination aller LEP-Experimente

Durch die Kombination der Analysen aller vier LEP-Experimente steht die vierfache Luminosität an Daten zur Verfügung. Dies entspricht ca. 2.4 fb^{-1}. Keines der vier LEP-Experimente konnte Anzeichen für die FCNC-Produktion einzelner Top-Quarks beobachten. Für die Sommerkonferenzen 2001 wurden die Daten aller vier LEP-Experimente kombiniert, und vorläufige Grenzen auf die anomalen Kopplungsparameter κ_Z, κ_γ berechnet [15]. Zur Kombination wurden dieselben statistischen Methoden wie bei OPAL verwendet, die in Kapitel A kurz erklärt werden. Für die Berechnung der Konfidenzniveaus wurden die statistischen und systematischen Fehler auf Effizienz und Untergrund aller vier Experimente individuell berücksichtigt. Insgesamt wurden 4 Experimente, 2 mögliche Zerfallskanäle des W-Bosons und die in 7 unterschiedliche Gruppen eingeteilten Schwerpunktsenergien kombiniert. Dies entspricht einer Kombination von 56 unabhängigen Analysekanälen*. Wie bei den OPAL-Ergebnissen wurden QCD- und ISR-Korrekturen auf die Wirkungsquerschnitts-Berechnung berücksichtigt.

Es ergab sich eine obere Grenze mit 95% Konfidenzniveau auf den Kopplungsparameter $\kappa_Z < 0.31$ und $\kappa_\gamma < 0.36$ für eine Top-Quark-Masse von 174 GeV. Für eine Top-Quark-Masse von 169 (179) GeV ergeben sich die Grenzen zu $\kappa_Z < 0.28$ (0.38) und $\kappa_\gamma < 0.33$ (0.45). Die ausgeschlossenen Bereiche in der Ebene der anomalen Kopplungsparameter sind in Abbildung 8.1 dargestellt. Die zwei zusätzlichen Linien entsprechen den Top-Quark-Massen von 169 und 179 GeV. Weiterhin ist in Abbildung 8.1 die vom ZEUS-Experiment [63] gemessene Grenze auf den Kopplungsparameter $\kappa_{tu\gamma}$ dargestellt.

Die Grenzen auf die anomalen Kopplungsparameter lassen sich wiederum in obere Grenzen für das Verzweigungsverhältnis $\mathrm{Br}(t \to Zc) + \mathrm{Br}(t \to u) < 6.7$, 8.1 und 12.2% für κ_γ=0 und m_t=169,

---

[*] Genau genommen waren es 55 Kanäle, da im hadronischen Zerfallskanal von DELPHI die Schwerpunktsenergie nur in 6 verschieden Gruppen eingeteilt wurde.

174 und 179 GeV umrechnen. Diese noch vorläufige Kombination der vier LEP-Experimente stellt die zur Zeit beste experimentell gemessene Grenze auf das FCNC-Verzweigungsverhältnis Br(t → Zq) dar, und verbessert die existierenden Grenzen der CDF-Kollaboration etwa um den Faktor vier.

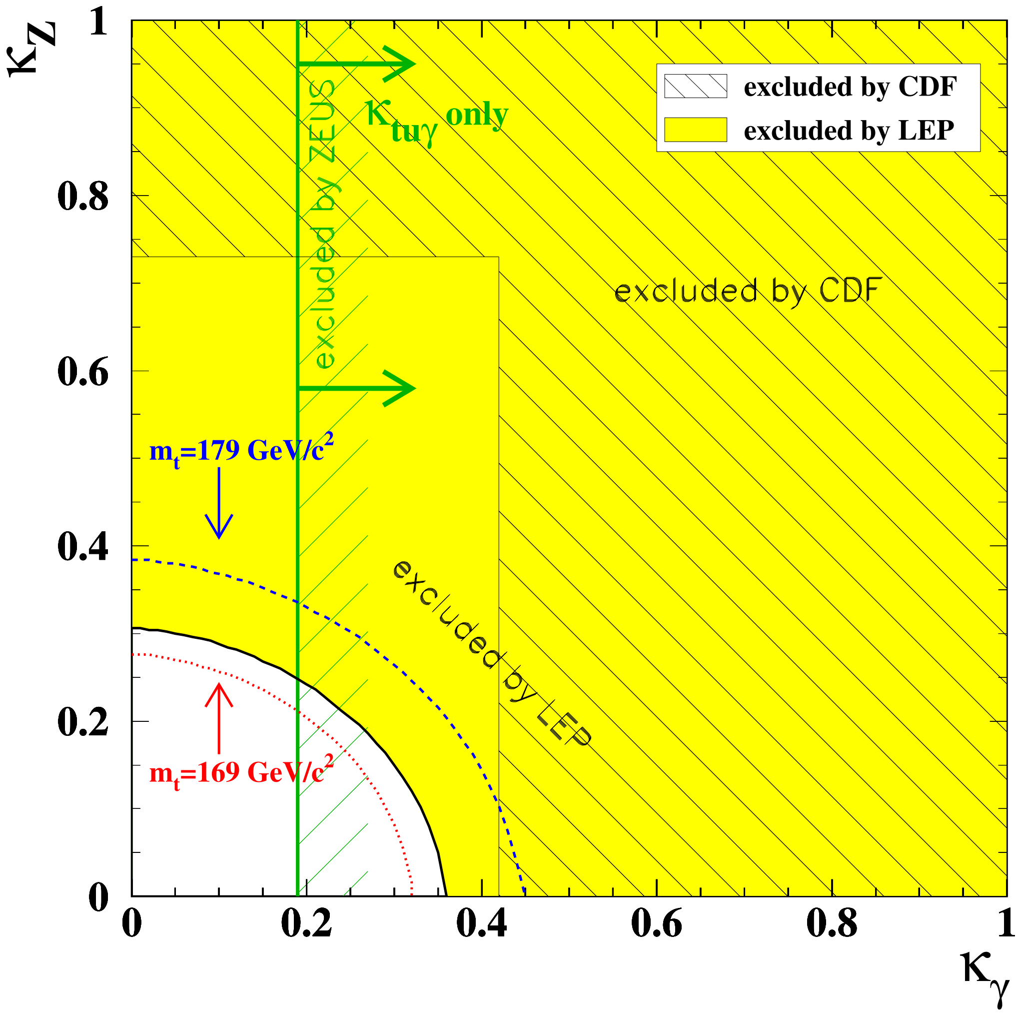


Abbildung 8.1: *Die gesamte hellgraue (gelbe) Region zeigt den mit 95% Konfidenzniveau ausgeschlossenen Bereich in der κ_Z-κ_γ-Ebene. Dies gilt für eine Top-Quark-Masse von 174 GeV. Es wurden alle relevanten Daten der vier LEP-Experimente kombiniert, sowie QCD- und ISR-Korrekturen berücksichtigt. Die Ausschluss-Kurven für Top-Quark-Massen von 169,179 GeV sind punktiert (rot) und gestrichelt (blau) dargestellt. Die schraffierte Fläche entspricht dem Bereich, der von CDF ausgeschlossen wurde. Der Bereich rechts der dunkelgrauen (grünen) Line wird von ZEUS mit 95% Konfidenzniveau ausgeschlossen.*

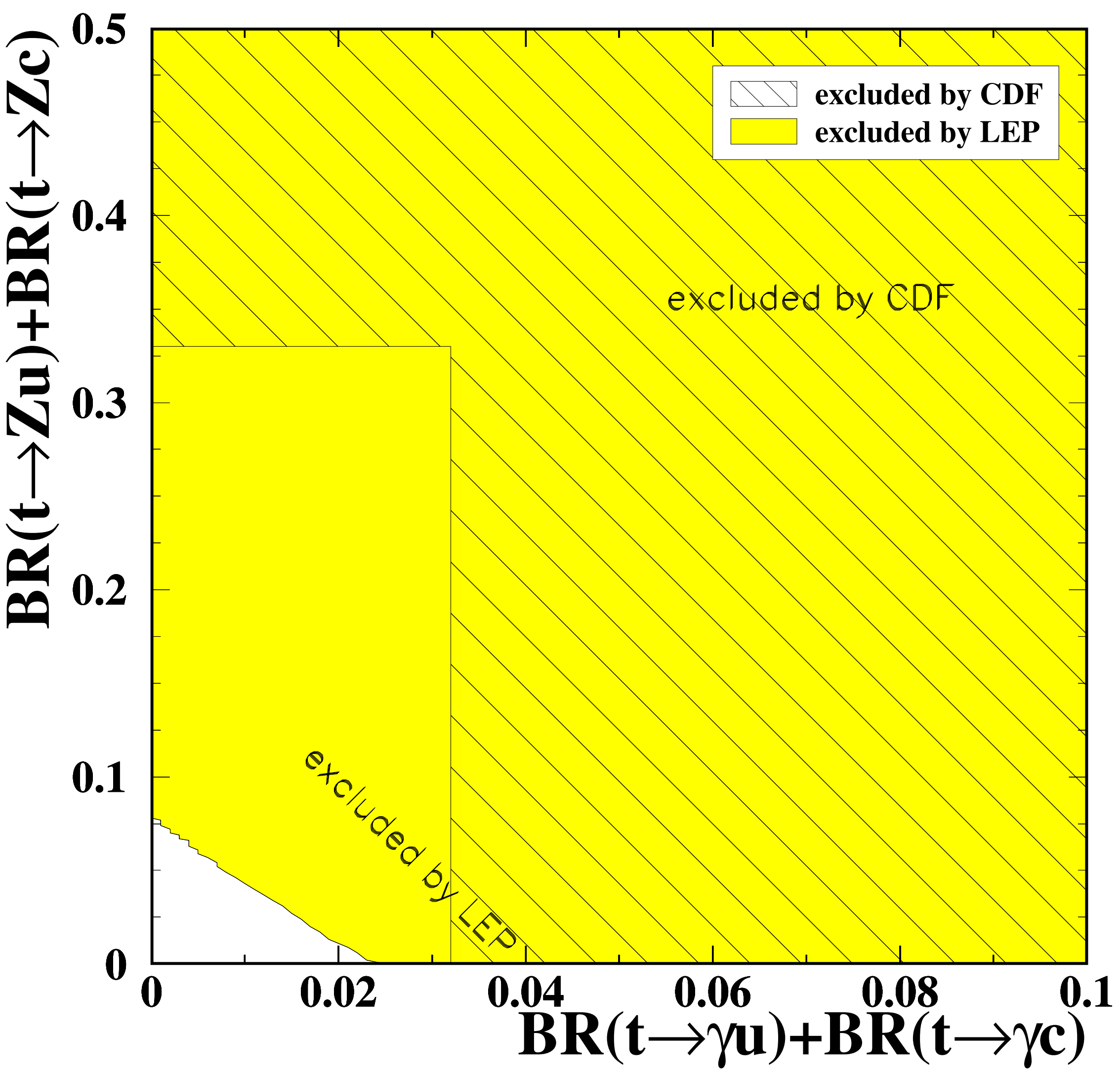


Abbildung 8.2: *Die gesamte hellgraue (gelbe) Region zeigt den mit 95% Konfidenzniveau ausgeschlossenen Bereich in der* $\mathrm{Br}(\mathrm{t}\to\mathrm{Zc})+\mathrm{Br}(\mathrm{t}\to\mathrm{Zu})$-$\mathrm{Br}(\mathrm{t}\to\gamma\mathrm{c})+\mathrm{Br}(\mathrm{t}\to\gamma\mathrm{u})$*-Ebene. Dies gilt für eine Top-Quark-Masse von 174 GeV. Es wurden alle relevanten Daten aller vier LEP-Experimente kombiniert, sowie QCD- und ISR-Korrekturen berücksichtigt. Die schraffierte Fläche entspricht dem Bereich, der von CDF ausgeschlossen wurde.*

	m_{top} (GeV)		
	169	174	179
$\mathrm{Br}(\mathrm{t}\to\mathrm{Zq})$	6.7 %	8.1 %	12.2 %
$\mathrm{br}(\mathrm{t}\to\gamma\mathrm{q})$	2.1 %	2.5 %	3.9 %
κ_{Z}	0.28	0.31	0.38
κ_{γ}	0.33	0.36	0.45

Tabelle 8.1: *LEP-Grenzen auf die anomalen Verzweigungsverhältnisse und Kopplungsparameter für drei verschiedene Top-Quark-Massen.*

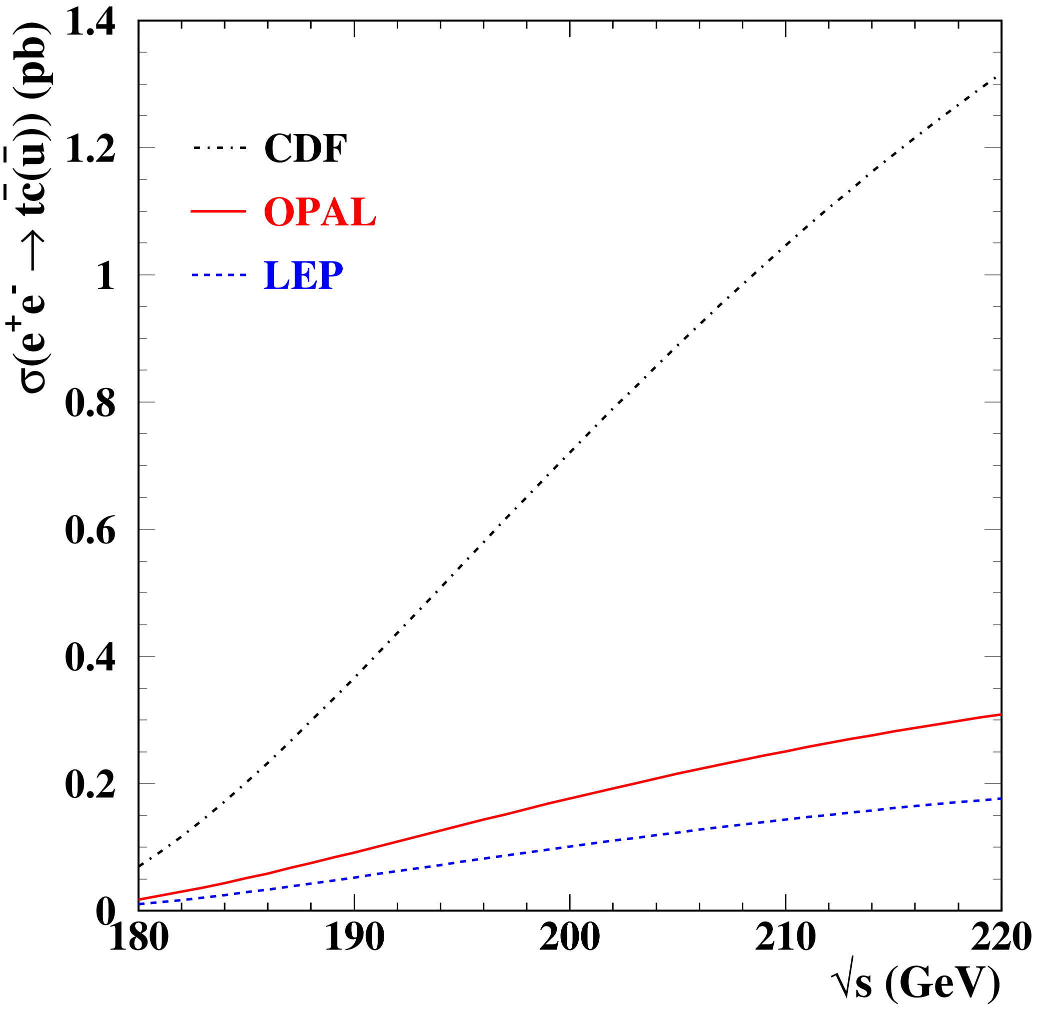


Abbildung 8.3: *Grenzen auf den Wirkungsquerschnitt für die Reaktion* $e^+e^- \to t\bar{c}$. *Der Bereich oberhalb der strichpunktierten (schwarzen) Linie kann mit den Grenzen von CDF ausgeschlossen werden. Der Bereich oberhalb der durchgezogenen (roten) Linie kann von OPAL ausgeschlossen werden, wenn alle Schwerpunktsenergien und die beiden Zerfallskanäle kombiniert werden. Durch die Kombination aller vier LEP-Experimente kann der Bereich oberhalb der gestrichelten (blauen) Linie ausgeschlossen werden.*

8.2 Ausblick

Neue experimentelle Erkenntnisse über anomale FCNC-Kopplungen im Bereich der Top-Quarks werden erst die neuen Experimente an den Hadronen-Beschleunigern TEVATRON, LHC oder ein e^+e^--Linear-Beschleuniger liefern. Für den Fall, dass in den zukünftigen Experimenten ebenfalls keine anomalen FCNC-Kopplungen gefunden werden, sind die experimentell erwarteten oberen Grenzen auf die anomalen Top-Quark-Verzweigungsverhältnisse in Tabelle 8.2, dargestellt.

Die Suche nach anomalen FCNC-Vertizes erfolgte am TEVATRON in den Run I (1992-1995) Daten über den Zerfall $t \to Zq$ und $t \to \gamma q$. Obwohl der neue Run II (seit März 2001) sehr viel mehr $(t\bar{t})$-Paare produzieren wird, wird die Suche nach FCNC-Vertizes im Produktionskanal einzelner Top-Quarks (Abbildung 8.4) einen reineren und statistisch signifikanteren Kanal darstellen [107]. Die Grenzen auf das Verzweigungsverhältnis $Br(t \to Zq)$ werden am TEVATRON im zukünftigen Run II mit einer totalen integrierten Luminosität von ca. 2 fb^{-1} die Ergebnisse aus dem TEVATRON Run I in etwa um den Faktor 10 verbessern [107]. Dies ergibt im Vergleich zur LEP-Kombination eine Verbesserung um den Faktor 3.

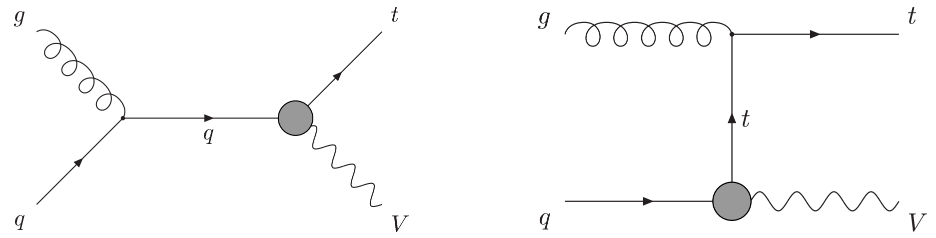


Abbildung 8.4: *Feynman-Diagramme für die FCNC-Produktion einzelner Top-Quarks über die anomalen Kopplungsparameter κ_γ, κ_Z am TEVATRON [108]. V kann ein Photon oder ein Z^0-Boson sein.*

Erst die neuen Beschleuniger in den nächsten 5-10 Jahren werden deutliche Verbesserungen erbringen. Der LHC-Beschleuniger, der im Jahre 2007 starten soll, wird nach den ersten drei Jahren bei niedriger Luminosität den Betrieb bei hoher Luminosität mit jährlichen 100 fb^{-1} aufnehmen. Mit einem Wirkungsquerschnitt von $\sigma(t\bar{t}) \approx 830$ pb werden ca. 8.3×10^7 $t\bar{t}$ Ereignisse erwartet. Hinzu kommen noch ca. 3×10^7 Ereignisse bei denen nur ein Top-Quark über die schwache Wechselwirkung erzeugt wird. Aufgrund der hohen Statistik an produzierten Top-Quarks können die Grenzen auf die anomalen Verzweigungsverhältnisse im Vergleich zur LEP-Kombination um ca. 1000 mal kleiner werden [109, 110].

Studien zum TESLA e^+e^--Linear-Beschleuniger sagen, bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s}$=500 GeV, die Produktion von ca. 1.56×10^5 $t\bar{t}$-Paare pro Jahr vorher [54, 111]. Dies entspricht einer integrierten Luminosität von 300 fb^{-1}. Im Vergleich zum LHC-Beschleuniger werden ca. 700 mal weniger Top-Quark-Paare erzeugt. Jedoch sind Top-Quark-Zerfälle der e^+e^--Produktion deutlich reiner zu identifizieren. Es wird erwartet, dass das Signal-zu-Untergrundverhältnis bei TESLA ca. 7 mal besser sein wird, als bei LHC. FCNC-Vertizes können bei Linear-Beschleunigern sowohl im Top-Quark-Zerfall, als auch in der Produktion einzelner Top-Quarks untersucht werden. Bei der Produktion handelt es sich um denselben Prozess, der in dieser Arbeit bei LEP untersucht worden ist. Zusätzlich kann der WW-Hauptuntergrund durch die Polarisation des Strahls unterdrückt werden, was einer Vergrößerung der Luminosität um den Faktor 6-7 entsprechen würde. Der FCNC-

Top-Zerfall ist hierbei komplementär zur FCNC-Produktion anzusehen. Die Suche nach FCNC ist im Produktionskanal effizienter aufgrund der größeren Impulsüberträge, jedoch können Top-Quark-Zerfälle im Falle eines Signals die Art der FCNC-Kopplung genauer spezifizieren (Zerfall über Z^0 oder γ).

Experiment	$Br(t \to Zq)$
CDF Run I [6]	$< 33\ \%$
OPAL [7]	$< 13.7\ \%$
LEP [15]	$< 8.1\ \%$
CDF Run II [107]	$\lesssim 2.5\ \%$
LHC [111]	$\lesssim 0.01\ \%$
TESLA [111]	$\lesssim 0.04^{\dagger}\%$

Tabelle 8.2: *Erwartete obere Grenzen auf das anomale Top-Quark-Verzweigungsverhältnis* $Br(t \to Zq)$ *zukünftiger Experimente. Die Vorhersagen von LHC und TESLA entsprechen der Datenmenge eines Jahres bei hoher Luminosität.*

Bis zur Datennahme und Auswertung der neuen Experimente stellt die von LEP gemessene Grenze für die nächsten Jahre den besten experimentell gemessenen Wert auf das anomale Verzweigungsverhältnis $Br(t \to Zq)$ dar.

[†] Als Grenzen auf das Verzweigungsverhältnis $Br(t \to Zq)$, vermittelt über den $[\sigma_{\mu\nu} q^{\nu} \kappa_Z]$ Term aus Formel (2.28), erhält man 0.001%. Aufgrund des zusätzlichen Impuls-Faktors q^{ν}, steigt die Sensitivität bei der Suche in der FCNC-Produktion mit steigender Schwerpunktsenergie.

9. Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit beschreibt die Suche nach dem FCNC-Prozess $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \to \bar{\mathrm{t}}\mathrm{c}(\mathrm{u}) \to \bar{\mathrm{b}}\mathrm{Wc}(\mathrm{u})$ im hadronischen Zerfallskanal des W-Bosons, mit dem OPAL-Detektor am $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^-$-Speicherring LEP. Die Daten wurden bei Schwerpunktsenergien von 189 bis 209 GeV in den Jahren 1998 bis 2000 aufgezeichnet und haben insgesamt eine integrierte Luminosität von 600.2 pb^{-1}. Die Selektion der FCNC-Ereignisse beruht auf der kinematischen Rekonstruktion der Ereignisse, der speziellen Topologie und dem Auffinden von b-Hadronen. Mehrere sensitive Variablen wurden mit einer *Likelihood*-Methode kombiniert um, im Vergleich zu einfachen Schnitten, die Sensitivität zu steigern. In keiner der untersuchten Schwerpunktsenergien wurde ein signifikanter Überschuss in den Daten gegenüber der Erwartung von Untergrundprozessen des Standardmodells beobachtet. Insgesamt wurden 66.5 Ereignisse vom SM-Untergrund vorhergesagt, und 69 Ereignisse in den Daten beobachtet. Dies erlaubt es, obere Grenzen mit 95% Konfidenzniveau auf den Wirkungsquerschnitt des FCNC-Prozesses zu berechnen:

189 GeV	< 0.47 pb	192 GeV	< 1.64 pb
196 GeV	< 0.61 pb	200 GeV	< 0.71 pb
202 GeV	< 1.19 pb	205 GeV	< 0.74 pb
207 GeV	< 0.43 pb		

Diese Grenzen sind hauptsächlich von der integrierten Luminosität abhängig, die bei den verschiedenen Schwerpunktsenergien stark variiert. Um alle bei OPAL aufgenommenen Daten optimal für die FCNC-Suche zu verwenden, wurde die in dieser Arbeit vorgestellte Selektion mit dem leptonischen Zerfallskanal des W-Bosons kombiniert. Parametrisiert man die FCNC-Kopplungen mit einer effektiven Lagrangedichte, erhält man die anomalen Kopplungsparameter $\kappa_\mathrm{Z}, \kappa_\gamma$. Mit Hilfe dieser Parametrisierung wird es möglich alle Schwerpunktsenergien sinnvoll zu kombinieren. Bei OPAL ergeben sich für eine Top-Quark-Masse von 174 GeV die folgenden Grenzen auf die anomalen Kopplungsparameter:

$$\kappa_\mathrm{Z} < 0.41 \qquad\qquad \kappa_\gamma < 0.48$$

Dies kann in FCNC-Verzweigungsverhältnisse umgerechnet werden, und ergibt die folgenden Grenzen:

$$\mathrm{Br}(\mathrm{t} \to \mathrm{Zq}) < 13.7\,\% \qquad\qquad \mathrm{Br}(\mathrm{t} \to \gamma\mathrm{q}) < 4.4\,\%$$

Wird zusätzlich zu den anomalen Kopplungsparametern noch eine Vier-Fermion-Wechselwirkung zugelassen, können obere Grenzen auf die Skala Λ, ab der neue physikalische Phänomene auftreten berechnet werden.

Dies wurde für sieben verschiedene Szenarien mit unterschiedlichen Arten von Kopplungen durchgeführt. Als kleinste obere Grenze ergibt sich:

$$\Lambda > 556\ \mathrm{GeV}$$

Weiterhin wurden zwei verschiedene Modelle mit dynamischer elektroschwacher Symmetriebrechung betrachtet. In einer allgemeinen Betrachtung, in der nicht speziell auf den Mechanismus der Symmetrieberechung eingegangen wird, sondern allgemeine Konsequenzen diskutiert werden, ergaben sich wiederum anomale Kopplungsparameter, und daraus Grenzen auf die FCNC-Verzweigungsverhältnisse:

$$\mathrm{Br}(\mathrm{t} \to \mathrm{Zq}) \ < 11.3\ \% \qquad\qquad \mathrm{Br}(\mathrm{t} \to \gamma\mathrm{q}) \ < 1.5\ \%$$

Aufgrund der unterschiedlichen Parametrisierung unterscheiden sich diese Ergebnisse geringfügig für den Z^0-Zerfallskanal und deutlich für den γ-Zerfallskanal im Vergleich zur Parametrisierung mit $\kappa_\mathrm{Z}, \kappa_\gamma$.

Ein weiteres Modell mit dynamischer Symmetriebrechung sagt einen Wirkungsquerschnitt von $\sigma(\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \to \mathrm{t}\bar{\mathrm{c}})= 0.08^{+0.04}_{-0.03}$ pb bei $\sqrt{s}$ = 200 GeV voraus. Mit den OPAL-Daten kommt man an die Größenordnung heran, und erhält eine obere Grenze von

$$\sigma(200\ \mathrm{GeV}) < 0.15\ \mathrm{pb}$$

auf dem 95% Konfidenzniveau.

Die vorläufigen Ergebnisse der Sommerkonferenzen 2001 aus der Kombination der Ergebnisse der vier LEP-Experimente verbessern die Grenzen auf die anomalen Kopplungsparameter und Verzweigungsverhältnisse:

$$\begin{array}{rlcrl} \kappa_\mathrm{Z} & < 0.31 & \qquad\qquad & \kappa_\gamma & < 0.36 \\ \mathrm{Br}(\mathrm{t} \to \mathrm{Zq}) & < 8.1\ \% & & \mathrm{Br}(\mathrm{t} \to \gamma\mathrm{q}) & < 2.5\ \% \end{array}$$

Bis zur Auswertung und Datennahme der neuen Experimente, TEVATRON und LHC, stellen die von LEP gemessenen Grenze für die nächsten 4-6 Jahre die besten experimentell gemessenen Grenzen auf FCNC-Kopplungen im Bereich des Top-Quarks dar.

A. Statistische Methoden

Begründet auf den unterschiedlichen Definitionen der Wahrscheinlichkeitsrechnung können die existierenden Methoden zur Berechnung von Konfidenzniveaus in zwei unterschiedliche Gruppen eingeteilt werden: Die klassische Methode, oft auch als "Frequentist" bezeichnet, und die "Bayesian" Methode. Die Unterschiede der beiden Methoden sind nicht nur von philosophischer Natur, und können zu unterschiedlichen Ergebnissen führen. Um Konfidenzniveaus miteinander vergleichen zu können, muss deshalb klar spezifiziert sein, nach welcher Methode sie berechnet wurden. Die Vorzüge und Nachteile der unterschiedlichen Methoden werden in [112, 113] ausführlich diskutiert. Die Methode, die zur Berechnung der Konfidenzniveaus dieser Analyse, zur Kombination der OPAL-Daten und zur Kombination der LEP-Daten innerhalb der "LEP Exotic Working Group" verwendet wurde, wird in diesem Anhang kurz zusammengefasst. Es handelt sich hierbei um dieselbe Methode, wie sie auch in der "LEP SUSY Working Group" zur Kombination der LEP-Experimente Verwendung fand. Wie bei SUSY-Analysen lässt sich der Wirkungsquerschnitt σ aus den Werten eines mehrdimensionalen Parameterraums berechnen. Daraus ergibt sich die Anzahl der erwarteten Signalereignisse s_{exp} über:

$$s_{exp} = \varepsilon B \mathscr{L} \sigma \,, \tag{A.1}$$

mit der integrierten Luminosität $\mathscr{L}$, dem Verzweigungsverhältnis B und der Signaleffizienz* ε. Meist ist die Anzahl der selektierten Ereignisse sehr klein und nicht frei von Untergrund. Es kann daher angenommen werden, dass Signal und Untergrund nach der Poisson-Statistik verteilt sind. Der Erwartungswert der Poisson-Statistik ist abhängig von der getesteten Hypothese. Zur Konstruktion eines Konfidenzniveaus werden zwei Hypothesen getestet:

- Die Anzahl der beobachteten Ereignisse stimmt mit der Anzahl von erwarteten Untergrundereignissen überein **(Untergrund-Hypothese)**.
- Die Anzahl der beobachteten Ereignisse ist in Übereinstimmung mit dem Vorhandensein eines zusätzlichen Signals zum erwarteten Untergrund **(Signal- + Untergrund-Hypothese)**.

Da die Analyse den SM-Untergrund nicht vollständig verwerfen kann, können die beiden Hypothesen nur auf statistischer Basis unterschieden werden. Die statistische Übereinstimmung mit einer der beiden Hypothesen wird durch das Konfidenzniveau (Confidence Level, CL) quantifiziert. Falls die Untergrund-Hypothese favorisiert wird, können Ausschluss-Grenzen für die Signal-Parameter berechnet werden. Ein Signal hingegen würde sich als Überschuss zeigen, der nicht mit der Untergrund-Hypothese übereinstimmt, und in guter Übereinstimmung mit der Signal-+Untergrund-Hypothese steht.

---

[*] Die in dieser Arbeit angegebenen Effizienzen wurden bereits mit dem Verzweigungsverhältnis gefaltet.

A.1 Test der Untergrund-Hypothese

Wenn bei einem Experiment nur Untergrund erwartet wird, dann geht man davon aus, dass die Anzahl der wenigen beobachteten Ereignissen nach der Poisson-Statistik verteilt sind, mit dem Erwartungswert b. Der Erwartungswert wird durch Monte-Carlo-Simulation gewonnen, und wird vorübergehend als genau bekannt angenommen. Die Kenntnis dieses Erwartungswertes erlaubt dann die Berechnung der Wahrscheinlichkeit, dass unter der Annahme der Untergrund-Hypothese weniger oder gleichviel Ereignisse auftreten, als die N_{obs} tatsächlich beobachteten. Diese als Konfidenzniveau für Untergrund bezeichnete Wahrscheinlichkeit CL_b ist gegeben durch:

$$CL_b = \sum_{i=0}^{N_{obs}} e^{-b} \frac{b^i}{i!} \tag{A.2}$$

Einen kleinen Wert für CL_b erhält man, wenn weniger Ereignisse als der Erwartungswert unter der Untergrund-Hypothese gemessen wurden. Ein sehr großer Wert für CL_b bedeutet, dass die Wahrscheinlichkeit $1 - CL_b$, mehr als N_{obs} Ereignisse zu messen, sehr klein ist. Dies legt nahe, dass zur tatsächlich beobachteten Zahl der Ereignisse andere Quellen als nur Untergrund beigetragen haben. Für eine Entdeckung wird von den LEP-Experimenten üblicherweise eine Abweichung, die fünf Standardabweichungen einer Normalverteilung entspricht, gefordert. Dies entspricht einer Grenze von $1 - CL_b \leq 5.77 \times 10^{-5}$. Für einen Untergrund-Erwartungswert von b=0 stellt ein einziges Ereignis schon eine Entdeckung dar. Falls jedoch ein Untergrundereignis erwartet wird, werden für eine Entdeckung mit fünf Standardabweichungen bereits 8 zusätzliche Signalereignisse benötigt.

A.2 Test der Signal-Hypothese

Wenn das Experiment keine Anzeichen für eine Entdeckung zeigt (d.h. $1 - CL_b$ einige %) ist es möglich eine Grenze für die maximale Anzahl von s Signalereignissen zu bestimmen. Dies entspricht der Bestimmung des niedrigsten Wertes von s, für den die Wahrscheinlichkeit der beobachteten Ereignisse kleiner ist als ein Schwellenwert, den man mit dem Erwartungswert $s + b$ erwarten würde. Das Konfidenzniveau für Signal und Untergrund ist ebenfalls mit der Poisson-Verteilung um einen Mittelwert $s + b$ definiert:

$$CL_{s+b} = \sum_{i=0}^{N_{obs}} e^{-(s+b)} \frac{(s+b)^i}{i!} \tag{A.3}$$

Dieses Konfidenzniveau wird nicht direkt verwendet, da es durch mögliche Fluktuationen passieren kann, dass die Anzahl der beobachteten Ereignisse kleiner als der erwartete Untergrund ist. In diesem Fall würde (A.3) zu einem unphysikalischen Ergebnis mit einer negativen Anzahl von s Signalereignissen führen. Dieses Problem des klassischen CL_{s+b} Konfidenzniveaus wird gelöst, wenn der Quotient von CL_{s+b} und CL_b gebildet wird:

$$CL_s = \frac{CL_{s+b}}{CL_b} \tag{A.4}$$

Dieser Ansatz wird als “modified frequentist”-Formel bezeichnet. Seit 1996 wurde diese Formel von der “Particle Data Group” (PDG) verwendet, und in der Literatur häufig als “PDG-Methode” bezeichnet [114]. Ursprünglich wurde die Formel für einen Kanal (A.5) auf der Grundlage von Bayesian-Statistik unter Annahme einer konstanten “a priori” Wahrscheinlichkeitsverteilung hergeleitet [115]. Die Anzahl von s Signalereignissen, welche die Gleichung mit einem Konfidenzniveau von $CL_s = 0.05$ löst, ergibt eine mit $CL = 95\%$ ausgeschlossene Signal-Hypothese.

$$1 - CL = \frac{e^{-(b+s)} \sum\limits_{i=0}^{N_0} \frac{(b+s)^i}{i!}}{e^{-b} \sum\limits_{i=0}^{N_0} \frac{b^i}{i!}} =: 0.05 \tag{A.5}$$

Für den Fall einer untergrundfreien Selektion (b=0) erhält man wieder die klassische Formel (A.3). Der Nenner stellt sicher, dass es zu keiner negativen Anzahl von Signalereignissen s kommen kann. Es handelt sich um ein “konservatives” Konfidenzniveau, da mehr als das gewünschte Konfidenzniveau ausgeschlossen wird. Dies wird als “overcoverage” bezeichnet. Dies ist zum Teil die Folge der diskreten Poisson-Statistik.

Für Experimente mit nur einem Kanal kann dieser “overcoverage”-Effekt mit dem klassischen Konfidenzniveau nach Feldman und Cousins (FC) umgangen werden [116]. Diese Methode der Konfidenzniveau-Berechnung wird seit 2000 von der “Particle Data Group” vorgeschlagen, und von vielen Experimenten verwendet. Ein Vergleich der numerischen Werte der FC-Methode mit den Ergebnissen aus Formel A.5 ist in den Tabellen B.2 und B.3 dargestellt.

A.3 Erwartete Grenze oder Sensitivität

Die Sensitivität oder die erwartete Grenze ist in dieser Arbeit definiert als 95% Ausschluss-Grenze, die man durch Mittelung vieler Experimente erhält. Für ein Ensemble mit der erwarteten Anzahl von Untergrundereignissen b wird der Mittelwert der ausgeschlossenen Signalereignisse $\langle s_{95} \rangle$ berechnet. Es wird hierbei angenommen, dass die Anzahl der beobachteten Ereignisse ebenfalls mit dem Mittelwert b Poisson verteilt sind, d.h. dass die Untergrund-Hypothese wahr ist. Dies entspricht in etwa der Grenze, die man erhalten würde, wenn die Anzahl der selektierten Kandidaten, dem erwarteten Untergrund entsprechen würde. Dies ist eine wichtige Größe, da sie nur von den experimentellen Gegebenheiten und nicht von den Daten abhängig ist.

A.4 Berücksichtigung von Fehlern

Bei der Berechnung des Konfidenzniveaus mit der PDG-Methode wurde davon ausgegangen, dass die Anzahl des erwarteten Untergrundes und die Signaleffizienz genau bekannt sind. Um die systematischen Fehler auf die Effizienz (σ_ε) und auf den erwarteten Standardmodell-Untergrund (σ_B) zu berücksichtigen, wurde eine Erweiterung der oben diskutierten Methode verwendet [113, 117]. Es handelt sich hierbei um eine Erweiterung der Methode von Cousins und Highland [118]. Es wird angenommen, dass die Fehler auf die Effizienz und auf den Untergrund normalverteilt sind. Durch Integration um diese Fehler kann die obere Grenze bestimmt werden.

$$1 - CL = \frac{\sum\limits_{i=0}^{N_0} \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_s^2}} \int\limits_0^\infty \int\limits_0^\infty \mathscr{P}(i; s+b)\, e^{-\frac{(b-b')^2}{2\sigma_b^2}}\, e^{-\frac{(s-s')^2}{2\sigma_s^2}}\, db'ds'}{\sum\limits_{i=0}^{N_0} \int\limits_0^\infty \mathscr{P}(i; b)\, e^{-\frac{(b-b')^2}{2\sigma_b^2}}\, db'} \tag{A.6}$$

Wobei $\mathscr{P}(i;b) = b^i e^{-b}/i!$ die Poisson-Verteilung um den Mittelwert b darstellt. Technisch kann dies z.B. durch Monte-Carlo-Integration gelöst werden.

Es handelt sich um eine Mischung aus "Frequentist/Bayesian", da die Integration über die Fehler einer Bayesian-Methode entspricht, die eine gaussförmige "a priori" Wahrscheinlichkeitsverteilung für die Fehler voraussetzt.

A.5 Kombinations-Methode

Um verschiedene Analysen zu kombinieren, muss die Methode zum testen der Untergrund- oder Signal-Hypothese, im Vergleich zu einer Analyse mit nur einem einzigen Kanal, modifiziert werden. Verschiedene Analyse-Kanäle können hierbei verschiedenen Schwerpunktsenergien, Zerfallskanälen oder Experimenten entsprechen.

Der einfachste Weg, die Methode für einen Kanal auf mehrere Kanäle zu erweitern, wird erreicht, indem die Anzahl der Untergrund- und Signalereignisse addiert werden, und alles wie zuvor berechnet wird. Dies kann aber zu einer Verminderung der Sensitivität führen, da die unterschiedlichen Sensitivitäten der einzelnen Kanäle nicht individuell berücksichtigt werden. Falls ein Kanal z.B. mehr Untergrund und eine niedrigere Effizienz als ein anderer Kanal besitzt, kann die kombinierte Sensitivität kleiner sein als die eines einzelnen Kanals.

Zur Kombination der verschiedenen Zerfallskanäle und der unterschiedlichen Schwerpunktsenergien wurde die Erweiterung der "Likelihood Ratio"-Methode verwendet [113, 119, 120]. Vergleichstests innerhalb der "SUSY Working Group" mit Monte-Carlo-Simulationen zeigten, dass diese Methode die genauesten Ergebnisse hervorbrachte um Konfidenzniveaus zu berechnen. Methoden die rein auf dem Bayesian-Ansatz begründet sind, ergeben oft zu konservative Grenzen [121, 122], d.h. das Konfidenzniveau ist in Wirklichkeit größer als der geforderte Schwellenwert.

Im Falle von n unabhängigen Zähl-Experimenten, wird eine Schätzfunktion X definiert, die Signal und Untergrund unterscheiden kann. Die Anzahl der Signalereignisse im i-ten Kanal sei s_i, der erwartete Untergrund b_i und die Anzahl der beobachteten Ereignisse d_i. Das Wahrscheinlichkeits-Verhältnis[†] ist dann:

$$X = \prod_{i=1}^{N} X_i, \tag{A.7}$$

mit

$$X_i = \frac{e^{-(s_i+b_i)}(s_i+b_i)^{n_i}}{n_i!} \Bigg/ \frac{e^{-b_i} b_i^{n_i}}{n_i!}, \tag{A.8}$$

[†] *Likelihood-Ratio.*

Formt man diese Schätzfunktion X um, so erhält man:

$$X = e^{-s_{tot}} \prod_{i=1}^{N} \left(1 + \frac{s_i}{b_i}\right)^{n_i}, \tag{A.9}$$

wobei n_i die Anzahl der Kandidaten im Kanal i ist, und s_{tot} die Summe aller Signalereignisse darstellt.

$$s_{tot} = \sum_{i=1}^{N} s_i \tag{A.10}$$

Der Logarithmus von X in Formel (A.9) kann als Summe von Ereignissen, die mit einer dem Kanal entsprechenden Sensitivität gewichtet sind, gedeutet werden. Das bedeutet, dass die Kanäle mit höherer Sensitivität stärker gewichtet werden, als die mit niedriger Sensitivität. Dies entspricht der Summe über Ereignisgewichte, wie sie von der "Higgs Working Group" zur Berechnung der oberen Higgs-Massengrenze verwendet wurde.

Das Konfidenzniveau für die $s+b$-Hypothese ist wie folgt definiert:

$$CL_{s+b} = P_{s+b}(X \leq X_{obs}), \tag{A.11}$$

$P_{s+b}(X \leq X_{obs})$ ist Summe der Wahrscheinlichkeiten um jede mögliche Konfiguration $\{n_i\}$ zu erhalten, für die $X(\{n_i\}) \leq X_{obs}$ gilt. Mit der Anzahl s_i von Signalereignissen, b_i als Anzahl für Untergrundereignisse für jeden Kanal, und der Anzahl von Daten Kandidaten n_i ergibt sich:

$$CL_{s+b} = e^{-(s+b)} \sum_{Konf.} \prod_{i}^{N} \frac{(s_i + b_i)^{n_i}}{n_i!}. \tag{A.12}$$

Die Wahrscheinlichkeit die Konfiguration $\{n_i\}$ zu beobachten, unter der Signal- +Untergrund-Hypothese, ist gegeben durch:

$$P(\{n_i\}) = \prod_{i=1}^{N} \frac{e^{-(s_i+b_i)}(s_i + b_i)^{n_i}}{n_i!}. \tag{A.13}$$

Entsprechendes gilt für die Untergrund-Hypothese. Das Konfidenzniveau CL_s ist wiederum über den Quotienten $CL_s = CL_{s+b}/CL_b$ gebildet. Es handelt sich hierbei um eine Verallgemeinerung der Methode für einen Kanal aus Kapitel A.2.

Wie für den Ein-Kanal Fall ist es mit dieser Methode auch möglich, Fehler auf die Effizienz und die Anzahl von Untergrundereignissen zu berücksichtigen. Hierzu wird wieder angenommen, dass die Fehler normalverteilt sind, und nur positive Werte von s und b zugelassen werden. Entsprechend der Formel (A.6) ist für einen Kanal die Wahrscheinlichkeit j Ereignisse im Kanal i zu beobachten mit dem Signal $s_i \pm \sigma_{s_i}$ und dem erwarteten Untergrund mit Fehler $b_i \pm \sigma_{b_i}$:

$$p_i^j = \frac{\displaystyle\int_0^\infty \mathrm{d}s' \int_0^\infty \mathrm{d}b' \frac{e^{-\left(\frac{(s'-s_i)^2}{2\sigma_{s_i}^2} + \frac{(b'-b_i)^2}{2\sigma_{b_i}^2}\right)}}{2\pi\sigma_{s_i}\sigma_{b_i}} \frac{e^{-(s'+b')}(s'+b')^j}{j!}}{\displaystyle\int_0^\infty \mathrm{d}s' \int_0^\infty \mathrm{d}b' \frac{e^{-\left(\frac{(s'-s_i)^2}{2\sigma_{s_i}^2} + \frac{(b'-b_i)^2}{2\sigma_{b_i}^2}\right)}}{2\pi\sigma_{s_i}\sigma_{b_i}}}, \tag{A.14}$$

Um dies auf mehrere Kanäle zu erweitern, muss die Schätzfunktion X ebenfalls mit den systematischen Fehlern variiert werden da diese ebenfalls von s_i und b_i abhängt.

$$X_i^j \to \frac{\int_0^\infty \mathrm{d}s' \int_0^\infty \mathrm{d}b' \frac{e^{-\left(\frac{(s'-s_i)^2}{2\sigma_{s_i}^2}+\frac{(b'-b_i)^2}{2\sigma_{b_i}^2}\right)}}{2\pi\sigma_{s_i}\sigma_{b_i}} X_i^j}{\int_0^\infty \mathrm{d}s' \int_0^\infty \mathrm{d}b' \frac{e^{-\left(\frac{(s'-s_i)^2}{2\sigma_{s_i}^2}+\frac{(b'-b_i)^2}{2\sigma_{b_i}^2}\right)}}{2\pi\sigma_{s_i}\sigma_{b_i}}}. \tag{A.15}$$

Um dies zu lösen, wurden verschiedene unterschiedliche Methoden entwickelt. Dies kann entweder durch Monte-Carlo-Integration [119], durch Fourier-Transformation der Schätzfunktion [123] oder durch Kombination von je zwei Kanälen und Eintragung der Wahrscheinlichkeiten $p_i^j X_i^j$ in Listen [120] gelöst werden. Die Berechnungen im Rahmen dieser Analyse wurden mit der Methode aus [120] durchgeführt.

B. Tabellen

Die Daten des hadronischen Kanals wurden im Rahmen dieser Arbeit mit dem leptonischen Kanal für die OPAL-Publikation [7] kombiniert. Zur Vollständigkeit sind hier die selektierten Ereignisse des leptonischen Zerfallskanals, die Effizienzen und die systematischen Fehler dargestellt, die zur Kombination nötig sind (siehe Abbildung 7.7).

Weiterhin wurden im Rahmen dieser Arbeit innerhalb der “LEP Exotic Working Group” die Daten aller vier LEP-Experimente kombiniert, und die vorläufigen Ergebnisse für die Sommerkonferenzen 2001 veröffentlicht [15]. Alle Daten die zur Berechnung der Grenzen auf die anomalen Kopplungsparameter verwendet wurden, sind in den Tabellen B.4, B.5 und B.6 dargestellt.

B.1 OPAL-Daten für den leptonischen Zerfallskanal

	Leptonischer Kanal	
Fehlerquelle	ΔEffizienz	ΔUntergrund
Vorselektion	1.0/1.4/1.2	2.0/2.2/1.9
Detektor	1.0/2.2/3.4	1.4/1.7/1.2
Untergrund	- / - / -	6.8/7.4/6.9
$\sqrt{s}$ in MC	1.1/2.4/1.9	2.7/2.1/2.3
Lepton ID	4.4/5.0/4.8	3.0/4.0/3.5
b-tag	4.2/6.6/5.2	7.8/5.6/7.0
MC Statistik	2.2/2.3/2.1	1.5/2.0/1.6
FCNC-Modell	7.2/8.3/3.5	- / - / -
Total	9.8/12.5/9.1	11.5/10.9/11.0

Tabelle B.1: *Systematische Fehler des leptonischen Zerfallskanals auf die Signaleffizienz und die Anzahl der Untergrundereignisse für $\sqrt{s}$ = 189/200/206 GeV.*

$\sqrt{s}$ GeV	Luminosität (pb^{-1})	Leptonischer Kanal Daten	SM	Eff. ε	$\sigma_{\text{obs.}}$ "PDG"	$\sigma_{\text{obs.}}$ "FC"
189	172.1	3	4.0	9.1	0.32	0.28
192	28.9	0	1.0	9.5	1.09	0.85
196	74.8	1	2.9	8.7	0.56	0.41
200	77.2	3	2.7	8.0	0.90	0.90
202	36.1	2	1.2	7.5	1.95	2.04
205	80.3	1	2.0	7.0	0.68	0.59
207	130.8	6	3.8	6.7	0.94	1.02

Tabelle B.2: *Luminositätsgewichtete Schwerpunktsenergien, Anzahl der selektierten Datenereignisse und erwarteten Standardmodell-Untergrundereignisse und die totale Signaleffizienz für* m_{top}*=174 GeV für alle analysierten Schwerpunktsenergien von* $\sqrt{s}$ *= 189 - 209 GeV. In den letzten beiden Spalten sind die beobachteten oberen Grenzen (*$\sigma_{\text{obs.}}$*) ohne Berücksichtigung der systematischen Fehler mit 95% Konfidenzniveau dargestellt. Berechnet wurden diese mit der oft als "PDG" bezeichneten Methode (siehe Formel A.5) und mit der Feldman-Cousins-Methode (FC) [116].*

B.1.1 Konfidenzniveau für den hadronischen Zerfallskanal mit Feldman-Cousins

$\sqrt{s}$ (GeV)	Luminosität (pb^{-1})	Hadronischer Kanal Daten	SM	Eff. ε	$\sigma_{\text{obs.}}$ "PDG"	$\sigma_{\text{obs.}}$ "FC"
189	172.1	13	11.6	12.8	0.44	0.46
192	28.9	7	5.1	18.0	1.60	1.67
196	74.8	6	6.4	14.7	0.59	0.58
200	77.2	10	9.4	16.0	0.68	0.68
202	36.1	8	7.5	18.6	1.16	1.16
205	80.3	11	10.1	15.7	0.71	0.73
207	130.8	14	16.4	15.4	0.40	0.33

Tabelle B.3: *Luminositätsgewichtete Schwerpunktsenergien, Anzahl der selektierten Datenereignisse und erwarteten Standardmodell-Untergrundereignisse und die totale Signaleffizienz für* m_{top}*=174 GeV für alle analysierten Schwerpunktsenergien von* $\sqrt{s}$ *= 189 - 209 GeV. In den letzten beiden Spalten sind die beobachteten oberen Grenzen (*$\sigma_{\text{obs.}}$*) ohne Berücksichtigung der systematischen Fehler mit 95% Konfidenzniveau dargestellt. Berechnet wurden diese mit der oft als "PDG" bezeichneten Methode (siehe Formel A.5) und mit der Feldman-Cousins-Methode (FC) [116].*

B.2 Daten aller LEP-Experimente

	$\sqrt{s}$	Luminosität	Leptonischer Kanal		Hadronischer Kanal	
(GeV)	(GeV)	(pb^{-1})	Daten	SM Total	Daten	SM Total
ALEPH						
189	188.6	174.0	4	2.2 ± 0.1	21	16.3 ± 1.0
192	191.6	29.0	0	0.3 ± 0.1	5	2.7 ± 0.2
196	195.5	80.0	1	1.4 ± 0.1	13	10.2 ± 0.6
200	199.5	86.0	1	1.0 ± 0.1	9	10.3 ± 0.6
202	201.6	42.0	0	0.8 ± 0.0	4	5.0 ± 0.3
205	205.1	79.9	2	0.8 ± 0.0	7	6.7 ± 0.3
207	206.7	133.8	0	1.3 ± 0.1	15	11.3 ± 0.6
DELPHI						
189	189.0	151.8	2	3.2 ± 1.1	29	29.8 ± 1.2
192	192.0	25.9	1	1.0 ± 0.2	3	3.2 ± 0.4
196	196.0	76.5	1	1.9 ± 0.6	14	10.9 ± 0.5
200	200.0	83.5	2	0.9 ± 0.3	12	11.6 ± 0.5
202	202.0	40.1	1	2.1 ± 0.4	5	5.6 ± 0.3
205	205.0	78.8	1	2.0 ± 0.6	0	0.0 ± 0.0
207	207.0	84.3	2	1.5 ± 0.4	21	26.2 ± 0.8
L3						
189	189.0	176.8	0	2.0 ± 0.6	3	3.9 ± 0.5
192	192.0	29.7	1	0.8 ± 0.6	1	1.0 ± 0.2
196	196.0	83.7	4	1.7 ± 0.8	7	2.2 ± 0.7
200	200.0	82.8	0	2.1 ± 0.5	3	3.2 ± 0.5
202	202.0	37.0	1	2.0 ± 0.4	3	2.0 ± 0.3
204	204.0	81.4	2	4.0 ± 0.6	5	7.0 ± 0.7
207	206.0	134.8	2	7.0 ± 0.6	10	7.0 ± 0.6
OPAL						
189	188.7	172.1	3	4.0 ± 0.5	13	11.6 ± 1.2
192	191.6	28.9	0	1.0 ± 0.1	7	5.1 ± 0.5
196	195.6	74.8	1	2.9 ± 0.3	6	6.4 ± 0.6
200	199.6	77.2	3	2.7 ± 0.3	10	9.4 ± 0.9
202	201.6	36.1	2	1.2 ± 0.1	8	7.5 ± 0.7
205	205.1	80.3	1	2.0 ± 0.2	11	10.1 ± 1.1
207	206.8	130.8	6	3.8 ± 0.4	14	16.4 ± 1.9

Tabelle B.4: *Luminositätsgewichtete Schwerpunktsenergien, integrierten Luminositäten, Anzahl der selektierten Daten und SM-Monte-Carlo-Untergrundereignisse für Schwerpunktsenergien von* $\sqrt{s}$ = *189 - 209 GeV. Bei den Fehlern der erwarteten Untergrundereignisse handelt es sich um systematische Fehler.*

$\sqrt{s}$	m_{top} = 169 GeV		m_{top} = 174 GeV		m_{top} = 179 GeV	
(GeV)	ε_ℓ (%)	ε_q (%)	ε_ℓ (%)	ε_q (%)	ε_ℓ (%)	ε_q (%)
ALEPH						
189	6.0 ± 0.3	14.6 ± 0.8	7.0 ± 0.3	17.0 ± 0.8	6.2 ± 0.3	15.1 ± 0.8
192	5.3 ± 0.3	13.8 ± 0.7	6.2 ± 0.3	16.0 ± 0.7	5.5 ± 0.3	14.2 ± 0.7
196	4.7 ± 0.2	12.6 ± 0.7	5.5 ± 0.2	14.6 ± 0.7	4.9 ± 0.2	13.0 ± 0.7
200	4.2 ± 0.2	11.3 ± 0.7	4.9 ± 0.2	13.1 ± 0.7	4.4 ± 0.2	11.7 ± 0.7
202	3.0 ± 0.2	12.3 ± 0.7	3.5 ± 0.2	14.3 ± 0.7	3.1 ± 0.2	12.7 ± 0.7
205	3.2 ± 0.2	12.6 ± 0.7	3.4 ± 0.2	13.8 ± 0.7	4.7 ± 0.2	13.7 ± 0.7
207	3.2 ± 0.2	12.6 ± 0.7	3.4 ± 0.2	13.8 ± 0.7	4.7 ± 0.2	13.7 ± 0.7
DELPHI						
189	7.1 ± 0.9	16.1 ± 0.5	7.8 ± 0.3	16.4 ± 0.5	7.2 ± 0.8	12.3 ± 0.4
192	7.1 ± 0.9	14.1 ± 0.5	6.9 ± 0.9	17.4 ± 0.5	8.9 ± 0.9	13.2 ± 0.5
196	4.2 ± 0.6	16.8 ± 0.5	6.6 ± 0.9	16.2 ± 0.5	5.6 ± 0.9	14.8 ± 0.5
200	4.8 ± 0.4	13.0 ± 0.5	5.8 ± 0.4	16.5 ± 0.5	7.3 ± 0.5	14.0 ± 0.5
202	7.4 ± 0.6	12.1 ± 0.4	8.6 ± 0.5	16.4 ± 0.5	9.8 ± 0.6	13.8 ± 0.5
205	5.8 ± 0.4	0.0 ± 0.0	6.2 ± 0.4	0.0 ± 0.0	7.2 ± 0.5	0.0 ± 0.0
207	4.7 ± 0.4	12.2 ± 0.4	5.5 ± 0.4	16.4 ± 0.5	6.0 ± 0.3	13.9 ± 0.5
L3						
189	6.3 ± 0.2	8.3 ± 0.1	8.3 ± 0.1	6.4 ± 0.1	8.9 ± 0.2	6.1 ± 0.1
192	6.5 ± 0.2	10.0 ± 0.2	9.0 ± 0.2	8.9 ± 0.2	10.6 ± 0.2	7.7 ± 0.1
196	4.9 ± 0.1	9.0 ± 0.1	7.5 ± 0.2	8.3 ± 0.1	9.8 ± 0.2	7.7 ± 0.1
200	3.8 ± 0.1	8.7 ± 0.1	5.8 ± 0.2	8.0 ± 0.1	8.4 ± 0.2	7.8 ± 0.1
202	5.0 ± 0.1	9.9 ± 0.2	7.0 ± 0.2	8.8 ± 0.1	8.9 ± 0.2	8.7 ± 0.1
205	4.1 ± 0.1	8.7 ± 0.1	5.7 ± 0.1	9.3 ± 0.1	6.4 ± 0.2	7.0 ± 0.1
207	4.3 ± 0.1	7.9 ± 0.1	6.0 ± 0.1	8.4 ± 0.1	5.7 ± 0.1	8.5 ± 0.1
OPAL						
189	7.5 ± 0.7	10.3 ± 0.9	9.1 ± 0.9	12.8 ± 1.2	6.1 ± 0.6	10.0 ± 0.9
192	7.5 ± 0.9	15.3 ± 1.4	9.5 ± 1.2	18.0 ± 1.6	6.9 ± 0.9	14.9 ± 1.3
196	7.1 ± 0.9	12.8 ± 1.1	8.7 ± 1.1	14.7 ± 1.3	7.2 ± 0.9	12.1 ± 1.1
200	7.1 ± 0.9	14.7 ± 1.3	8.0 ± 1.0	16.0 ± 1.4	7.0 ± 0.9	15.1 ± 1.3
202	6.6 ± 0.8	17.7 ± 1.6	7.5 ± 0.9	18.6 ± 1.7	6.9 ± 0.9	17.3 ± 1.5
205	5.9 ± 0.5	14.4 ± 1.1	7.0 ± 0.6	15.7 ± 1.2	6.2 ± 0.6	13.9 ± 1.1
207	5.8 ± 0.5	12.8 ± 1.0	6.7 ± 0.6	15.4 ± 1.2	6.1 ± 0.6	13.6 ± 1.0

Tabelle B.5: *Selektionseffizienzen mit systematischen Fehlern für den leptonischen (ε_ℓ) und den hadronischen (ε_q) Kanal für verschiedene Schwerpunktsenergien und drei verschiedene Top-Quark-Massen $m_{\text{t}} = 169$, 174, und 179 GeV.*

$\sqrt{s}$	m_{top} = 169 GeV		m_{top} = 174 GeV		m_{top} = 179 GeV	
(GeV)	$\sigma_{95}^{\text{obs.}}$	$\sigma_{95}^{\text{exp.}}$	$\sigma_{95}^{\text{obs.}}$	$\sigma_{95}^{\text{exp.}}$	$\sigma_{95}^{\text{obs.}}$	$\sigma_{95}^{\text{exp.}}$
ALEPH						
189	0.44	0.26	0.38	0.22	0.43	0.25
192	1.21	0.87	1.04	0.75	1.17	0.84
196	0.67	0.57	0.58	0.49	0.65	0.55
200	0.52	0.56	0.45	0.48	0.50	0.54
202	0.76	0.98	0.65	0.84	0.74	0.95
205	0.70	0.55	0.64	0.48	0.59	0.45
207	0.45	0.39	0.41	0.36	0.35	0.32
DELPHI						
189	0.28	0.32	0.25	0.30	0.30	0.37
192	1.02	1.02	0.90	0.90	0.96	0.96
196	0.64	0.54	0.55	0.47	0.62	0.53
200	0.70	0.52	0.57	0.42	0.55	0.40
202	0.71	0.89	0.56	0.68	0.58	0.72
205	0.86	1.09	0.80	1.02	0.69	0.88
207	0.37	0.46	0.30	0.36	0.33	0.39
L3						
189	0.25	0.29	0.15	0.23	0.18	0.24
192	0.90	0.96	0.90	0.81	0.87	0.78
196	1.12	0.53	1.04	0.44	0.91	0.40
200	0.49	0.62	0.37	0.53	0.44	0.46
202	0.84	1.06	1.00	0.97	0.65	0.80
205	0.66	0.77	0.45	0.67	0.48	0.56
207	0.42	0.53	0.42	0.45	0.33	0.41
OPAL						
189	0.30	0.30	0.24	0.24	0.33	0.34
192	0.99	0.96	0.81	0.79	1.04	1.01
196	0.39	0.51	0.33	0.43	0.40	0.52
200	0.55	0.49	0.50	0.44	0.55	0.48
202	1.00	0.82	0.93	0.76	1.00	0.82
205	0.48	0.52	0.43	0.46	0.49	0.52
207	0.47	0.43	0.40	0.36	0.45	0.40
Kombination der 4 Experimente						
189	0.15	0.14	0.11	0.11	0.13	0.13
192	0.41	0.39	0.38	0.33	0.42	0.36
196	0.38	0.24	0.36	0.20	0.39	0.22
200	0.26	0.24	0.21	0.21	0.24	0.20
202	0.31	0.40	0.30	0.35	0.27	0.35
205	0.27	0.28	0.22	0.25	0.23	0.24
207	0.19	0.20	0.17	0.18	0.15	0.17

Tabelle B.6: *Erwartete ($\sigma_{95}^{\text{exp.}}$) und beobachtete Grenze ($\sigma_{95}^{\text{obs.}}$) auf den Wirkungsquerschnitt mit 95% Konfidenzniveau. Statistische und systematische Fehler sind berücksichtigt. Die oberen Grenzen auf den Wirkungsquerschnitt wurden unter der Annahme gemacht, dass das Top-Quark zu 100% in bW zerfällt.*

Literaturverzeichnis

[1] D. Schaile. *Precision tests of the electroweak interaction.* 27th International Conference on High Energy Physics (ICHEP), Glasgow, Scotland, 20-27 Jul 1994.

[2] CDF-Collaboration, F. Abe et al. *Evidence for top quark production in anti-p p collisions at s**(1/2) = 1.8-TeV*, Phys. Rev. Lett. **73** (1994) 225–231.

[3] CDF-Collaboration, F. Abe et al. *Evidence for top quark production in anti-p p collisions at s**(1/2) = 1.8-TeV*, Phys. Rev. **D50** (1994) 2966–3026.

[4] CDF-Collaboration, F. Abe et al. *Observation of top quark production in anti-p p collisions*, Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 2626–2631.

[5] D0-Collaboration, S. Abachi et al. *Observation of the top quark*, Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 2632–2637.

[6] CDF-Collaboration, F. Abe et al. *Search for flavor-changing neutral current decays of the top quark in p anti-p collisions at s**(1/2) = 1.8-TeV*, Phys. Rev. Lett. **80** (1998) 2525–2530.

[7] OPAL Collaboration, G. Abbiendi et al. *Search for Single Top Quark Production at LEP2*, Phys. Lett. **B521** (2001) 181–194.

[8] Opal Single Top Working Group. *Search for Single Top Quark Production in e+e- Collisions at sqrt(s)=189* GeV. OPAL Physics Note PN429, 2000.

[9] Opal Single Top Working Group. *Investigation of Single Top Quark Production.* OPAL Physics Note PN444, 2000.

[10] Opal New Particle Searches WG. *New Particle Searches in e+e- Collisions at sqrt(s) = 200-209* GeV. OPAL Physics Note PN461, 2000.

[11] Opal New Particle Searches WG. *New Particle Searches in e+e- Collisions at sqrt(s) = 200-209* GeV. OPAL Physics Note PN466, 2000.

[12] Opal New Particle Searches WG. *New Particle Searches in e+e- Collisions at sqrt(s) = 200-209* GeV. OPAL Physics Note PN470, 2001.

[13] Opal Single Top Working Group. *Investigation of Single Top Quark Production at LEP2.* OPAL Physics Note PN477, 2001.

[14] C. Couyoumtzelis, A. Leins, B. Kowalewski, G. Azuelos, und T. Trefzger. *Search for the Hardronic Final State in e+e- - tq Decays.* OPAL Technical Note TN640, 2000.

[15] LEP Exotica Working Group. *Search for Single Top Quark Production at LEP2*. OPAL Technical Note TN698, 2001.

[16] A. Leins. *Search for Single Top Quark Production at LEP2*. 10th Lomonosov Conference on Elementary Particle Physics, Moscow, Russia, 23-29 August 2001.

[17] G. Azuelos und G. Karapetian. *Search for the FCNC decay Z - tq in the top decay channel t - l nu b*. OPAL Technical Note TN655, 2001.

[18] A. Bellerive. *Likelihood Selection for Single Top Search in the Leptonic Channel*. OPAL Technical Note TN691, 2001.

[19] G. Azuelos, E. Elfgren, und G. Karapetian. *Search for the FCNC decay Z - tq in the channel t - l nu b*. OPAL Technical Note TN693, 2001.

[20] M. Binder. *Search for single Top Quark Production at LEP2 in the Leptonic W Boson Decay Channel*. Diplomarbeit, LMU, 2001.

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

[22] B. Povh et al. *Teilchen und Kerne*. Springer-Verlag, 1999.

[23] D. Griffiths. *Einführung in die Elementarteilchenphysik*. Akad. Verl., 1996.

[24] H. Voss. *Messung der Drei-Eichbosonen-Kopplung in* $\mathrm{W^+W^-} \rightarrow \mathrm{q\bar{q}l\bar{\nu}_l}$ *Ereignissen mit optimalen Observablen bei OPAL*. Doktorarbeit, Universität Bonn, 2000.

[25] Particle Data Group, D. E. Groom et al. *Review of particle physics*, Eur. Phys. J. **C15** (2000) 1–878.

[26] LEPC-Meeting. *03. Nov. 2000*, CERN.

[27] LEP Higgs Working Group. *Search for the Standard Model Higgs Boson at LEP*. OPAL Physics Note PN479, 2000.

[28] S. L. Glashow, J. Iliopoulos, und L. Maiani. *Weak Interactions with Lepton - Hadron Symmetry*, Phys. Rev. **D2** (1970) 1285–1292.

[29] JoAnne L. Hewett. *The Role of top in heavy flavor physics*. 23rd Annual SLAC Summer Institute on Particle Physics: The Top Quark and the Electroweak Interaction (SSI 95), Stanford, CA, 10-21 Jul 1995.

[30] Gustavo Burdman. *Theoretical issues in rare K, D and B decays*, (1998).

[31] M. Beneke et al. *Top quark physics*. e-Print: hep-ph/0003033, 2000.

[32] M. Jezabek und J. H. Kuhn. *QCD corrections to semileptonic decays of heavy quarks*, Nucl. Phys. **B314** (1989) 1.

[33] Andrzej Czarnecki und Kirill Melnikov. *Two-loop QCD corrections to top quark width*, Nucl. Phys. **B544** (1999) 520.

[34] G. Eilam, J. L. Hewett, und A. Soni. *Rare decays of the top quark in the standard and two Higgs doublet models*, Phys. Rev. **D44** (1991) 1473–1484.

[35] G. Eilam, J. L. Hewett, und A. Soni. *Erratum:Rare decays of the top quark in the standard and two Higgs doublet models*, Phys. Rev. **D59** (1999) 039901.

[36] Chao-Shang Huang, Xiao-Hong Wu, und Shou-Hua Zhu. *Top-charm associated production at high energy e+ e- colliders in standard model*, Phys. Lett. **B452** (1999) 143–149.

[37] M. Aizenman. *Proof of the triviality of phi**4 in d-dimensions field theory and some mean field features of ising models for* $D > 4$, Phys. Rev. Lett. **47** (1981) 1–4.

[38] J. Frohlich. *On the triviality of lambda (phi**4) in d-dimensions theories and the approach to the critical point in* $D >=$ *four-dimensions*, Nucl. Phys. **B200** (1982) 281–296.

[39] M. Luscher und P. Weisz. *Scaling laws and triviality bounds in the lattice phi**4 theory. 2. one component model in the phase with spontaneous symmetry breaking*, Nucl. Phys. **B295** (1988) 65.

[40] K. G. Wilson und John B. Kogut. *The Renormalization group and the epsilon expansion*, Phys. Rept. **12** (1974) 75–200.

[41] Harald Fritzsch. *t quarks may decay into Z bosons and charm*, Phys. Lett. **B224** (1989) 423.

[42] David Atwood, Laura Reina, und Amarjit Soni. *Phenomenology of two Higgs doublet models with flavor changing neutral currents*, Phys. Rev. **D55** (1997) 3156–3176.

[43] David Atwood, Laura Reina, und Amarjit Soni. *Probing flavor changing top - charm - scalar interactions in e+ e- collisions*, Phys. Rev. **D53** (1996) 1199–1201.

[44] Chong Sheng Li, R. J. Oakes, und Jin Min Yang. *Rare decay of the top quark in the minimal supersymmetric model*, Phys. Rev. **D49** (1994) 293–298.

[45] G. M. de Divitiis, R. Petronzio, und L. Silvestrini. *Flavour changing top decays in supersymmetric extensions of the standard model*, Nucl. Phys. **B504** (1997) 45–60.

[46] Jorge L. Lopez, D. V. Nanopoulos, und Raghavan Rangarajan. *New supersymmetric contributions to* $t \to cV$, Phys. Rev. **D56** (1997) 3100–3106.

[47] Xue-Lei Wang et al. *Rare decays of the top quark in the one generation technicolor model*, Phys. Rev. **D50** (1994) 5781–5786.

[48] Gong-Ru Lu, Chong-Xing Yue, und Jin-Shu Huang. *Rare decays of the top quark in the top-color-assisted multiscale technicolor model*, Phys. Rev. **D57** (1998) 1755–1761.

[49] Jin Min Yang, Bing-Lin Young, und X. Zhang. *Flavor-changing top quark decays in R-parity violating SUSY*, Phys. Rev. **D58** (1998) 055001.

[50] Z. H. Yu, H. Pietschmann, W. G. Ma, L. Han, und Y. Jiang. *Probing R-parity violation in the production of anti-t c (c anti-t) at lepton colliders*, Eur. Phys. J. **C16** (2000) 695–700.

[51] F. del Aguila, J. A. Aguilar-Saavedra, und R. Miquel. *Constraints on top couplings in models with exotic quarks*, Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 1628–1631.

[52] B. A. Arbuzov und M. Yu. Osipov. *Enhancement of the neutral t c transition in the model of dynamical electroweak-symmetry breaking*, Phys. Atom. Nucl. **62** (1999) 485–490.

[53] Tao Han und JoAnne L. Hewett. *Top charm associated production in high energy e+ e- collisions*, Phys. Rev. **D60** (1999) 074015.

[54] J. A. Aguilar-Saavedra und T. Riemann. *Probing top flavor-changing neutral couplings at TESLA*. e-Print: hep-ph/0102197, 2001.

[55] V. F. Obraztsov, S. R. Slabospitsky, und O. P. Yushchenko. *Search for anomalous top-quark interaction at LEP-2 collider*, Phys. Lett. **B426** (1998) 393–402.

[56] S. Bar-Shalom und J. Wudka. *Flavor changing single top quark production channels at e+ e- colliders in the effective Lagrangian description*, Phys. Rev. **D60** (1999) 094016.

[57] R. D. Peccei und X. Zhang. *Dynamical Symmetry Breaking and Universality Breakdown*, Nucl. Phys. **B337** (1990) 269–283.

[58] Harald Fritzsch und Dirk Holtmannspötter. *The production of single t-quarks at LEP and HERA*, Phys. Lett. **B457** (1999) 186–192.

[59] Harald Fritzsch und Dirk Holtmannspötter. *The Breaking of subnuclear democracy as the origin of flavor mixing*, Phys. Lett. **B338** (1994) 290–294.

[60] T. Han, R. D. Peccei, und X. Zhang. *Top quark decay via flavor changing neutral currents at hadron colliders*, Nucl. Phys. **B454** (1995) 527–540.

[61] F. del Aguila. *Quark mixing: Determination of top couplings*, Acta Phys. Polon. **B30** (1999) 3303–3316.

[62] H1 Collaboration. *Search for Single Top Production in $e^{\pm}p$ collisions at HERA*. EPS2001: Abstract 824; LP2001: Abstract 512.

[63] ZEUS Collaboration. *Search for Single Top Production in ep collisions at HERA*. EPS2001: Abstract 650.

[64] A. Belyaev und Nikolaos Kidonakis. *QCD corrections to FCNC single top production at HERA*, (2001).

[65] OPAL Collaboration, K. Ahmet et al. *The OPAL detector at LEP*, Nucl. Instrum. Meth. **A305** (1991) 275–319.

[66] M. Schumacher. *Suche nach neutralen Higgsbosonen mit dem OPAL-Detektor bei LEP2*. Doktorarbeit, Universität Bonn, 1999.

[67] OPAL Collaboration, S. Anderson et al. *The extended OPAL silicon strip microvertex detector*, Nucl. Instrum. Meth. **A403** (1998) 326–350.

[68] OPAL Collaboration, J. Allison et al. *The Detector simulation program for the OPAL experiment at LEP*, Nucl. Instrum. Meth. **A317** (1992) 47–74.

[69] *GEANT - Detector Description and Simulation Tool* , CERN Program Library Long Writeup W5013, Genf 1993.

[70] Torbjorn Sjostrand. *High-energy physics event generation with PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4*, Comput. Phys. Commun. **82** (1994) 74–90.

[71] OPAL Collaboration, G. Alexander et al. *A Comparison of b and (u d s) quark jets to gluon jets*, Z. Phys. **C69** (1996) 543–560.

[72] S. Jadach, B. F. L. Ward, und Z. Was. *The precision Monte Carlo event generator KK for two- fermion final states in e+ e- collisions*, Comput. Phys. Commun. **130** (2000) 260–325.

[73] G. Marchesini et al. *HERWIG: A Monte Carlo event generator for simulating hadron emission reactions with interfering gluons. Version 5.1 - April 1991*, Comput. Phys. Commun. **67** (1992) 465–508.

[74] J. Fujimoto et al. *grc4f v1.1: a Four-fermion Event Generator for e+e- Collisions*, Comput. Phys. Commun. **100** (1997) 128–156.

[75] M. Skrzypek, S. Jadach, W. Placzek, und Z. Was. *Monte Carlo program KORALW-1.02 for W pair production at LEP-2 / NLC energies with Yennie-Frautschi-Suura exponentiation*, Comput. Phys. Commun. **94** (1996) 216–248.

[76] R. Tafirout und G. Azuelos. *EXOTIC - A heavy fermion and excited fermion Monte Carlo generator for e+ e- physics*, Comp. Phys. Comm. **126** (2000) 244–260.

[77] R. Tafirout und G. Azuelos. *Erratum to: EXOTIC - A heavy fermion and excited fermion Monte Carlo generator for e+ e- physics*, Comp. Phys. Comm. **133** (2000) 136.

[78] Hans-Uno Bengtsson, Wei-Shu Hou, A. Soni, und D. H. Stork. *Signatures for Horizontal Gauge Bosons in very Energetic Hadronic Collisions*, Phys. Rev. Lett. **55** (1985) 2762.

[79] S. Mihara und S. Yamashita. *MT 3.00 a new algorithm to calculate energy flow based on MT package*. OPAL Technical Note TN574, 1998.

[80] N. Brown und W. James Stirling. *Jet cross-sections at leading double logarithm in e+ e- annihilation*, Phys. Lett. **B252** (1990) 657–662.

[81] C. Peterson, D. Schlatter, I. Schmitt, und Peter M. Zerwas. *Scaling violations in inclusive e+ e- annihilation spectra*, Phys. Rev. **D27** (1983) 105.

[82] S. Yamashita und I. Nakamura. *LB160: Upgraded B-tagging for LEP 2*. OPAL Technical Note TN578, 1998.

[83] OPAL Collaboration, G. Abbiendi et al. *Search for the standard model Higgs boson in e+ e- collisions at s**(1/2) = 192-GeV - 209-GeV*, Phys. Lett. **B499** (2001) 38–52.

[84] Gilles Couture. *Top quark flavor changing neutral currents at CERN LEP-200: Signals and backgrounds*, Phys. Rev. **D62** (2000) 097503.

[85] S.L. Lloyd. *The OPAL Primer.*

[86] J. F. Kral, R. Van Kooten, und P. Wells. ID Users Guide; OPAL Manual.

[87] S. Bar-Shalom und J. Wudka. *Proposing 'b-parity': A new approximate quantum number in inclusive b-jet production - as an efficient probe of new flavor physics*, Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 3722.

[88] C.P. Ward und D.R. Ward. *A Simple Measurement of the Mass of the W Boson by Direct Reconstruction.* OPAL Technical Note TN461, 1997.

[89] K. Ishii und S. Yamashita. *Jet error parameterisation for MT 3.00.* OPAL Technical Note TN577, 1998.

[90] OPAL, G. Abbiendi et al. *Search for Higgs bosons in e+ e- collisions at 183-GeV*, Eur. Phys. J. **C7** (1999) 407–435.

[91] OPAL, G. Abbiendi et al. *Search for neutral Higgs bosons in e+ e- collisions at s**(1/2) approx. 189-GeV*, Eur. Phys. J. **C12** (2000) 567–586.

[92] OPAL, G. Abbiendi et al. *Two Higgs doublet model and model independent interpretation of neutral Higgs boson searches*, Eur. Phys. J. **C18** (2001) 425–445.

[93] JADE, W. Bartel et al. *Experimental study of jets in electron - positron annihilation*, Phys. Lett. **B101** (1981) 129.

[94] JADE, W. Bartel et al. *Particle distribution in three jet events produced by e+ e- annihilation*, Z. Phys. **C21** (1983) 37.

[95] OPAL Collaboration, R. Akers et al. *Studies of charged particle multiplicity in b quark events*, Z. Phys. **C61** (1994) 209–222.

[96] ALEPH, D. Abbaneo et al. *Combined results on b-hadron production rates, lifetimes, oscillations and semileptonic decays*, (2000).

[97] D. Karlen. *An Improved Likelihood Selection Technique for Correlated Variables.* OPAL Technical Note TN459, 1997.

[98] D. Karlen. *Approximation of Probability Distributions by their Projections and Correlations.* OPAL Technical Note TN483, 1997.

[99] Carsten Peterson, Thorsteinn Rognvaldsson, und Leif Lonnblad. *JETNET 3.0: A Versatile artificial neural network package*, Comput. Phys. Commun. **81** (1994) 185–220.

[100] R. Hawkings. *Tools for training and using neural networks.* OPAL Technical Note TN501, 1997.

[101] L. J. Reinders, H. Rubinstein, und S. Yazaki. *Hadron properties from QCD sum rules*, Phys. Rept. **127** (1985) 1.

[102] Fortran Programm von P. Nason.

[103] F. A. Berends und R. Kleiss. *Initial state radiation for e+ e- annihilation into jets*, Nucl. Phys. **B178** (1981) 141.

[104] F. A. Berends und R. Kleiss. *Initial state radiation at LEP energies and the corrections to higgs boson production*, Nucl. Phys. **B260** (1985) 32.

[105] G. Bonneau und F. Martin. *Hard photon emission in e+ e- reactions*, Nucl. Phys. **B27** (1971) 381–397.

[106] A. Djouadi, A. Leike, T. Riemann, D. Schaile, und C. Verzegnassi. *Signals of new gauge bosons at future e+ e- colliders*, Z. Phys. **C56** (1992) 289–300.

[107] F. del Aguila, J. A. Aguilar-Saavedra, und L. Ametller. *Z t and gamma t production via top flavor-changing neutral couplings at the Fermilab Tevatron*, Phys. Lett. **B462** (1999) 310–318.

[108] F. del Aguila. *Quark mixing: Determination of top couplings*, Acta Phys. Polon. **B30** (1999) 3303–3316.

[109] M. Beneke et al. *Top quark physics*, (2000).

[110] F. del Aguila und J. A. Aguilar-Saavedra. *Multilepton production via top flavour-changing neutral couplings at the CERN LHC*, Nucl. Phys. **B576** (2000) 56–84.

[111] J. A. Aguilar-Saavedra. *Top flavour-changing neutral coupling signals at a linear collider*, Phys. Lett. **B502** (2001) 115–124.

[112] Robert D. Cousins. *Why isn't every physicist a Bayesian?*, Am. J. Phys. **63** (1995) 398.

[113] CERN Yellow Report. *Workshop on Confidence Limits.* ; CERN 2000-005, Mai 2000.

[114] Particle Data Group, R. Michael Barnett et al. *Review of particle physics. Particle Data Group*, Phys. Rev. **D54** (1996) 1–720.

[115] O. Helene. *Upper Limit of Peak Area*, Nucl. Instr. Meth. **212** (1983) 319.

[116] Gary J. Feldman und Robert D. Cousins. *A Unified approach to the classical statistical analysis of small signals*, Phys. Rev. **D57** (1998) 3873–3889.

[117] J. Conway und D. Maeshima. *Upper limits on Poisson Processes Incorparating Uncertainties in Acceptance and Background.* CDF public Note /CDF/PUB/EXOTIC/PUBLIC/4476, 1998.

[118] Robert D. Cousins und Virgil L. Highland. *Incorporating systematic uncertainties into an upper limit*, Nucl. Instrum. Meth. **A320** (1992) 331–335.

[119] A. Read. *Optimal statistical analysis of search results based on the likelihood ratio and its application to the search for the MSM Higgs boson at sqrt(s) =161 and 172 GeV.* DELPHI Note, DELPHI 97-158 PHYS 737, 1997.

[120] T. Junk. *Confidence level computation for combining searches with small statistics*, Nucl. Instrum. Meth. **A434** (1999) 435–443.

[121] V.F. Obraztsov. *Confidence limits for processees with small statistics in several subchannels and with measurement errors*, Nucl. Instr. Meth. **A316** (1992) 388.

[122] V.F. Obraztsov. *Erratum: Confidence limits for processees with small statistics in several subchannels and with measurement errors*, Nucl. Instr. Meth. **A399** (1997) 500.

[123] H. Hu und J. Nielsen. *Analytic Conficence Level Calculations using the Likelihood Ratio and Fourier Transform.* ; CERN Yellow Report, CERN 2000-005, Mai 2000.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen meinen Dank aussprechen, die mich bei der Durchführung dieser Arbeit unterstützt haben.

Mein besonderer Dank gilt Frau Prof. Dr. D. Schaile für Ihr Vertrauen und Ihre Unterstützung bei der Durchführung dieser Arbeit. Mein Dank gilt auch Prof. Dr. W. Dünnweber, der sich bereit erklärt hat, das zweite Gutachten für diese Arbeit zu schreiben.

Alle Mitglieder unserer Gruppe in München haben dazu beigetragen, dass ich in den letzten drei Jahren in einer außergewöhnlichen Arbeitsatmosphäre verbracht habe. Ein herzliches Dankeschön geht an alle diejenigen, mit denen ich das Vergnügen hatte das Bürozimmer zu teilen. Ohne eure Ermunterung wäre manche Zeit beschwerlicher gewesen. Weiterhin danke ich den OPAListen, die in vielen interessanten und hilfreichen Diskussionen zu dieser Arbeit beigetragen haben. Ein besonderer Dank geht an Günter Duckeck, der sich stets bereit erklärt hat, Mitglied der *Editorial Boards* zu werden.

Ohne die rege Zusammenarbeit der gesamten OPAL-Kollaboration, wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen. Hierbei möchte ich Alain Bellerive und Chris Couyoumtzelis hervorheben, und ihnen für die ausgezeichnete Zusammenarbeit und für die Ideen und Anregungen danken.

Lebenslauf

06. Oktober 1970	Geboren in Göppingen
1977–1981	Grundschule Rechberghausen
1981–1990	Mörike-Gymnasium Göppingen
Juni 1990	Abitur
Sept. 1990 – Dez. 1991	Zivildienst im Waldorfkindergarten Eckwälden
Jan. 1992 – Juli 1992	Asienreise
Sept. 1992 – Dez. 1992	Fotografie-Praktikum
April 1993 – März 1996	Studium der Physik an der Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg
April 1996 – Juni 1999	Studium der Physik an der Albert-Ludwigs-Universität Freiburg
Okt. 1997 – April 1999	Diplomarbeit mit dem Thema: Suche nach der ersten radialen Anregung von B- und B*-Mesonen mit dem OPAL-Detektor
Juni 1999	Diplom der Physik der Albert-Ludwigs-Universität Freiburg
seit Juli 1999	Wissenschaftlicher Angestellter an der Ludwig-Maximilians-Universität München; Doktorarbeit im Rahmen des OPAL-Experiments, betreut durch Prof. Dr. D. Schaile
Sept. 2000	European Summer School of High-Energy Physics in Caramulo (Portugal)
Aug. 2001	10th International Lomonosov Conference on Elementary Particle in Moskau (Russland)
März 2002	Advanced Statistical Techniques in Particle Physics in Durham (England)