

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00065516

Suche nach der Produktion von
einzelnen Leptoquarks oder Squarks
in
Elektron-Photon-Wechselwirkungen
mit dem OPAL-Experiment

INAUGURAL-DISSERTATION
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Fakultät für Physik
der
Albert-Ludwigs-Universität in Freiburg i.Br.

vorgelegt von
Karina Stoll
geb. am 25. Juni 1972
in Caudebec-en-Caux

Freiburg, März 2000

Thesis - 2000 - Stoll

Dekan: Prof. Dr. K. Königsmann
Leiter der Arbeit: Prof. Dr. K. Runge
Referent: Prof. Dr. K. Runge
Korreferent: Prof. Dr. U. Landgraf

Tag der Verkündung des Prüfungsergebnisses: 17. Mai 2000

Pour mes parents...

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	3
2.1	Das Standardmodell (SM)	3
2.2	Supersymmetrische Erweiterungen	6
2.2.1	Das Minimal-Supersymmetrische Standardmodell (MSSM)	8
2.2.2	R-Parität	9
2.3	Leptoquarks (LQ)	10
2.3.1	Woher kommen Leptoquarks ?	10
2.3.2	Das BRW-Modell	11
2.4	Kinematik	15
3	Einführung in Monte-Carlo-Simulationen	17
4	Erzeugung der Signalereignisse	18
4.1	PYTHIA	18
4.2	ERATO-LQ	19
4.2.1	Funktionsweise von ERATO-LQ	24
4.2.2	Erweiterung von ERATO-LQ	26
4.2.3	Vergleich der Prozesse auf Generatorebene	34
4.2.4	Eigenschaften der Ereignisse nach Rekonstruktion	43
4.3	PYTHIA und ERATO-LQ im Vergleich	50
4.3.1	Eigenschaften der Ereignisse	50
4.3.2	Wirkungsquerschnitte	54
5	Untergrundprozesse	56
5.1	Bhabha-Streuung	56
5.2	Multihadronische Z^0/γ^* -Ereignisse	57
5.3	$\tau^+\tau^-$ -Ereignisse	58
5.4	Zwei-Photon Ereignisse	58
5.5	Vier-Fermion-Ereignisse	62
6	Bisherige Messungen für Leptoquarks	64
6.1	Paarproduktion	64
6.1.1	LEP	64
6.1.2	TEVATRON	64
6.2	Produktion einzelner Leptoquarks	67
6.2.1	LEP	67
6.2.2	HERA	69

7	Bisherige Messungen für Squarks in Modellen mit Verletzung der R-Parität	72
7.1	LEP	72
7.2	TEVATRON	75
7.3	HERA	77
8	Die Meßapparatur	78
8.1	Der e^+e^- -Speicherring LEP	78
8.2	Der OPAL-Detektor	80
8.2.1	Der Zentraldetektor	82
8.2.2	Der Flugzeitähler (TOF)	85
8.2.3	Das elektromagnetische Kalorimeter (ECAL)	85
8.2.4	Das Hadronkalorimeter (HCAL)	86
8.2.5	Die Myonkammern	87
8.2.6	Die Detektoren im Vorwärtsbereich	88
8.2.7	Der MIP-Plug	88
8.2.8	Der Trigger	91
8.2.9	Simulation des Detektors	91
9	Der Elektron-Quark-Zerfallskanal	92
9.1	Rekonstruktion der Jets	93
9.2	Selektion der Ereignisse	94
10	Der Neutrino-Quark-Zerfallskanal	109
11	Ergebnisse	118
11.1	Fehlerbetrachtung	118
11.2	Massengrenzen	120
11.3	Grenzen auf die Kopplungskonstanten	129
11.4	Verzweigungsverhältnis β gegen Masse für Squarks	129
12	Zusammenfassung	133

1 Einleitung

Die vorliegende Arbeit beschreibt die Untersuchung der Produktion von einzelnen Leptoquarks und Squarks in Elektron-Photon-Prozessen mit dem OPAL-Detektor. Dieser ist eines der vier Experimente am e^+e^- -Speicherring LEP am CERN in Genf. Von 1989 bis 1995 lag die e^+e^- -Schwerpunktsenergie \sqrt{s} in der Nähe der Z^0 -Masse (LEP1). Seit 1996 wurde \sqrt{s} ständig erhöht, zunächst auf 131 GeV, dann auf 161, 172 und 183 GeV im Jahr 1997. Die hier beschriebene Analyse verwendet die im Jahr 1998 bei einer e^+e^- -Schwerpunktsenergie von 189 GeV (LEP2) aufgenommenen Daten.

Standen bei den LEP1-Schwerpunktsenergien vor allem die Tests des Standardmodells (SM) im Vordergrund, so gewann die Suche nach neuen Teilchen mit Erhöhung der Schwerpunktsenergie zunehmend an Bedeutung. Zu den neuen Teilchen gehören sowohl das Higgs-Boson, welches der wichtigste noch fehlende Baustein des Standardmodells ist, als auch Teilchen, die in SM-Erweiterungen eingeführt werden. Solche Erweiterungen sind deshalb notwendig, weil das SM trotz seiner Bestätigung durch sehr präzise Messungen Eigenschaften besitzt, die nicht befriedigend sind (z.B. die große Anzahl freier Parameter oder quadratische Divergenzen in den Massenkorrekturen des Higgs-Feldes). Die Einführung neuer Teilchen ist typisch für Erweiterungen des Standardmodells. In der vorliegenden Arbeit wird nach Squarks und Leptoquarks (LQ) gesucht.

Supersymmetrien transformieren Teilchen mit halbzahligem Spin (Fermionen) in solche mit ganzzahligem Spin (Bosonen). Die Squarks haben Spin 0 und sind die supersymmetrischen Partner der Quarks. In Modellen mit Verletzung der R-Parität können Squarks auch in SM-Teilchen zerfallen.

Leptoquarks dagegen kommen in Modellen vor, die sich auf die im SM gebrochene Symmetrie zwischen dem Lepton- und dem Quarksektor stützen. Die Leptonen und Quarks einer Familie werden z.B. in einem Multiplett zusammengefaßt und als zusammengesetzte Zustände angesehen (Compositeness). Die Teilchen, welche die Übergänge zwischen diesen Zuständen vermitteln, müssen Lepton- und Baryonzahl tragen und werden als Leptoquarks bezeichnet. Es gibt Zustände mit Spin 0 (skalare LQ) und mit Spin 1 (Vektor-LQ). Unter der Annahme der Verletzung der R-Parität sind die experimentellen Signaturen von Squarks und gewissen skalaren Leptoquarks nicht voneinander zu trennen.

Bei LEP erfolgt die Produktion der Squarks und Leptoquarks entweder paarweise oder einzeln. Bei der Paarproduktion in e^+e^- -Annihilationen kann man keine Teilchen erzeugen, die schwerer als $\sqrt{s}/2$ sind. Man kann zudem keine Aussagen über die speziellen Kopplungskonstanten treffen, die zur Kopplung der Leptoquarks/Squarks an die Leptonen und Quarks benötigt werden. Bei der Produktion einzelner LQ dagegen ist man sensitiv auf die Kopplungskonstanten λ und kann außerdem höhere Massengrenzen aufstellen. In der vorliegenden Arbeit entspricht die kinematische Grenze der e^+e^- -Schwerpunktsenergie von 189 GeV. Die einzelnen Leptoquarks/Squarks entstehen bei der Wechselwirkung zwischen einem der Strahlelektronen und einem Quark aus einem aufgelösten Photon. Letzteres

wird von dem anderen Strahlteilchen emittiert und fluktuiert in ein hadronisches Objekt. Anschließend zerfallen die Leptoquarks/Squarks entweder in ein Elektron und ein Quark oder in ein Neutrino und ein Quark.

Nach Leptoquarks und Squarks wurde bereits in zahlreichen Experimenten gesucht. Bei OPAL wurden die Paarproduktion skalarer und vektorieller LQ [44] sowie die Produktion einzelner skalarer LQ bei e^+e^- -Schwerpunktsenergien von 183 GeV [51] untersucht. Auch die anderen LEP-Experimente haben ähnliche Analysen durchgeführt (s. z.B. [46]). Schließlich wurde auch bei HERA (s. z.B. [58]) und am TEVATRON (s. z.B. [50]) nach Leptoquarks und Squarks gesucht.

Das Ziel der hier beschriebenen Analyse ist es, nach der Produktion von einzelnen Leptoquarks und Squarks mit R-Paritäts-verletzenden Zerfällen zu suchen. Diese Messung wird bei OPAL erstmals auch für Vektor-LQ und Squarks durchgeführt. Falls kein Hinweis auf die Existenz dieser Teilchen gefunden wird, werden Grenzen auf die Massen und Kopplungskonstanten aufgestellt.

Im Kapitel 2 wird kurz in die theoretischen Grundlagen eingeführt. Die Kapitel 3 bis 5 beschäftigen sich mit der Simulation der Ereignisse: In Kapitel 4 werden die Monte-Carlo-Programme zur Erzeugung der Leptoquark/Squark-Ereignisse erläutert und miteinander verglichen. Kapitel 5 gibt einen Überblick über die Monte-Carlo-Programme zur Simulation der Untergrund-Ereignisse. In den Kapiteln 6 und 7 werden bisherige Messungen zu Leptoquarks und Squarks beschrieben, Kapitel 8 führt die Meßapparatur ein. Im Kapitel 9 wird die Analyse des Elektron-Quark-Kanals dargestellt, im Kapitel 10 die Analyse des Neutrino-Quark-Kanals. Kapitel 11 schließlich beschreibt die Ergebnisse.

2 Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel werden die zum Verständnis der Analyse notwendigen theoretischen Grundlagen erläutert. Es wird auf eine detaillierte Einführung verzichtet; statt dessen wird an entsprechender Stelle auf weiterführende Literatur verwiesen. Zunächst wird eine kurze Einführung in das **Standardmodell (SM)** gegeben. Im Anschluß daran werden Erweiterungen des Standardmodells beschrieben, insbesondere Supersymmetrie und Theorien, die Leptoquarks enthalten. Schließlich wird die Elektron-Photon-Streuung kurz erläutert, bei der ein einzelnes Leptoquark/Squark entstehen kann, sowie die Topologie der gesuchten Ereignisse beschrieben.

2.1 Das Standardmodell (SM)

Das Standardmodell (s. z.B. [1]) beschreibt die Wechselwirkungen zwischen den elementaren Fermionen, d.h. Teilchen mit halbzahligen Spin, die in jeweils drei Lepton-Familien und drei Quark-Familien eingeteilt sind ¹:

1. Generation 2. Generation 3. Generation

Leptonen

$$\begin{pmatrix} e^- \\ \nu_e \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \mu^- \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \tau^- \\ \nu_\tau \end{pmatrix}$$

Quarks

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$$

Die Leptonen in der oberen Zeile (Elektron e^- , Myon μ^- und Tau τ^-) sind einfach elektrisch geladen², die Leptonen in der unteren Zeile (Elektron-Neutrino ν_e , Myon-Neutrino ν_μ und Tau-Neutrino ν_τ) sind elektrisch neutral. Die Quarks tragen drittelzahlige elektrische Ladung (Up u , Charm c , Top t (Down d , Strange s bzw. Bottom b) haben eine elektromagnetische Ladung von $2/3$ ($1/3$) sowie Farbladung (rot, grün, blau).

In der Natur gibt es insgesamt vier fundamentale Wechselwirkungen, die zwischen diesen Elementarteilchen wirken, und durch den Austausch von Bosonen, also Teilchen mit ganzzahligem Spin, vermittelt werden:

- **Starke Wechselwirkung**

Sie wirkt auf Teilchen, die Farbladung tragen, also nur auf die Quarks und die

¹Die Antiteilchen werden analog eingeteilt. Teilchen und Antiteilchen haben dieselbe Masse und bei additiven Quantenzahlen (z.B. elektrische Ladung, Leptonzahl, Baryonzahl,...) entgegengesetztes Vorzeichen. In der gesamten vorliegenden Arbeit ist mit Teilchen auch stets das Antiteilchen gemeint.

²Es wird in Einheiten der Elementarladung e gerechnet.

Gluonen. Letztere sind die Austauschteilchen der starken Wechselwirkung und tragen gleichzeitig Farbe und Antifarbe. Die charakteristische Eigenschaft der starken Wechselwirkung ist das **Confinement**: Die Kopplungskonstante α_s wird umso größer, je weiter sich die Quarks und Gluonen voneinander entfernen. Dies führt dazu, daß Quarks nicht als isolierte Teilchen beobachtet werden können, sondern nur als gebundene Zustände vorkommen. Diese gebundenen Zustände heissen **Hadronen** und sind farbneutral. Farbneutralität erhält man z.B. aus rot+grün+blau oder aus Farbe+Antifarbe. Die Hadronen werden in zwei Gruppen unterteilt: **Baryonen** bestehen aus drei Quarks, wie z.B. Protonen (uud), **Mesonen** bestehen aus einem Quark und einem Antiquark, z.B. Pionen ($\pi^+ : u\bar{d}$).

- **Elektromagnetische Wechselwirkung**

Sie wirkt zwischen allen Teilchen, die elektrisch geladen sind, also auf die geladenen Leptonen und die Quarks. Sie hat eine unendliche Reichweite. Ihre Kopplungskonstante α_{em} nimmt mit dem Abstand zwischen den Teilchen ab. Das Austauschteilchen der elektromagnetischen Wechselwirkung ist das **Photon**.

- **Schwache Wechselwirkung**

Dies ist die einzige Wechselwirkung, an der auch masselose Neutrinos beteiligt sind: Die schwache Wechselwirkung wirkt zwischen allen Elementarteilchen. Sie besitzt massive Austauschteilchen, das neutrale **Z⁰-Boson** („neutrale Ströme“) und zwei geladene **W[±]-Bosonen** („geladene Ströme“).

- **Gravitation**

Die Gravitation wirkt auf alle Teilchen, die Masse besitzen. Sie ist für die Elementarteilchen jedoch so schwach, daß sie gegen die anderen drei Wechselwirkungen vernachlässigt werden kann. Das Austauschteilchen ist das **Graviton**, das bislang noch nicht experimentell nachgewiesen werden konnte. Die Gravitation wird nicht im Rahmen des Standardmodells beschrieben.

Der mathematischen Konstruktion des Standardmodells als Quantenfeldtheorie für wechselwirkende Felder liegt das **Eichprinzip** zu Grunde: Indem man für eine Lagrange-Dichte die Invarianz unter einer bestimmten Art von Transformation fordert, legt man die Art der Wechselwirkung der Teilchen fest, d.h. *aus der Symmetrie folgt die Dynamik*. Das beste Beispiel ist die **Quantenelektrodynamik (QED)**: Hier folgen einige der Eigenschaften des **Eichfeldes**, also des Austauschteilchens (Photon), aus der Invarianz der Lagrange-Dichte unter lokalen Transformationen der Symmetriegruppe U(1).

Bei der schwachen Wechselwirkung muß man aufgrund der massiven Eichbosonen (Z⁰, W[±]) das Konzept der **spontanen Symmetriebrechung der Eichtheorie** einführen. Bei exakten Symmetrien besitzen sowohl die Lagrange-Dichte als auch der Grundzustand der Theorie dieselbe Symmetrie. Bei spontaner Symmetriebrechung ist nur die Lagrange-Dichte invariant, nicht aber der Grundzustand. Für diese Art der Symmetriebrechung gilt das Goldstone-Theorem, welches besagt, daß die gegebene Theorie in diesem Fall für

jeden gebrochenen Operator der Symmetriegruppe (z.B. $SU(2)$ für die schwache Wechselwirkung) ein masseloses skalares Teilchen enthält. Da man keinen experimentellen Hinweis auf solche Teilchen hatte, wurde der **Higgs-Mechanismus** eingeführt, mit dem man das Problem der Goldstone-Bosonen vermeidet und der außerdem den Eichbosonen Masse verleiht. Der zusätzliche Freiheitsgrad durch das Goldstone-Boson wird von einem Vektorboson „absorbiert“, das auf diese Weise Masse bekommt. Wie dies mathematisch exakt formuliert wird, kann unter anderem in [2] nachgelesen werden.

Für die starke Wechselwirkung schließlich erhält man die Quantenchromodynamik als Eichtheorie mit Symmetriegruppe $SU(3)$. Da die Eichbosonen (Gluonen) ebenfalls Farbe tragen und aneinander koppeln, benötigt man eine nicht-abelsche Eichtheorie. Genaueres kann in [3] nachgelesen werden.

Zum Abschluß dieser knappen Einführung wird die vollständige Lagrange-Dichte angegeben, wobei sie z.T. schematisch in verschiedene Anteile zerlegt wurde [2]:

Lagrange-Dichte für Eichbosonen und Higgs-Feld

$$\mathcal{L}_{\text{eich}} + \mathcal{L}_{\text{skalar}} =$$

$$\begin{aligned} & -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - \frac{1}{2}W_{\mu\nu}^+W^{-\mu\nu} + M_W^2W_\mu^+W^{-\mu} - \frac{1}{4}Z_{\mu\nu}Z^{\mu\nu} + M_Z^2Z_\mu Z^\mu + \frac{1}{2}\partial_\mu H\partial^\mu H - \frac{1}{2}M_H^2H^2 \\ & + \boxed{W^+W^-A} + \boxed{W^+W^-Z} + \boxed{W^+W^-H} + \boxed{ZZH} + \boxed{HHH} \\ & + \boxed{W^+W^-AA} + \boxed{W^+W^-ZZ} + \boxed{W^+W^-AZ} + \boxed{W^+W^-HH} + \boxed{W^+W^-W^+W^-} \\ & + \boxed{ZZHH} + \boxed{HHHH} \end{aligned}$$

Dabei stellen die Größen mit zwei Indizes ($\mu, \nu=0, 1, 2, 3$) die Feldstärketensoren dar, wie z.B. in der QED $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$, wobei A^μ der Vierervektor des elektromagnetischen Feldes ist. Die Größen mit einem Index sind Kombinationen der insgesamt vier Eichfelder der Gruppe $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Dies ist die Symmetriegruppe der elektroschwachen Wechselwirkung. H repräsentiert das Higgs-Feld. Die eingerahmten Terme stellen schematisch diejenigen Kopplungen dar, an denen jeweils drei („triple gauge coupling“) bzw. vier („quartic gauge coupling“) der Vektorbosonen oder Higgs-Felder beteiligt sind.

Lagrange-Dichte für Leptonen und deren Kopplungen an die Eichbosonen

$$\mathcal{L}_{\text{lepton}} + \mathcal{L}_{\text{Yukawa}}^l =$$

$$\begin{aligned} & \sum_{l=e,\mu,\tau} \bar{l}(i\cancel{\partial} - m_l)l + \sum_{\nu_l=\nu_e,\nu_\mu,\nu_\tau} \bar{\nu}_l(i\cancel{\partial})\nu_l \\ & + \boxed{\bar{l}lA} + \boxed{\bar{\nu}_l l W^+} + \boxed{\bar{l}\nu_l W^-} + \boxed{\bar{l}lZ} + \boxed{\bar{\nu}_l \nu_l Z} + \boxed{\bar{l}lH} \end{aligned}$$

Lagrange-Dichte für Quarks und deren Kopplungen an die Eichbosonen

$$\mathcal{L}_{\text{quarks}} + \mathcal{L}_{\text{Yukawa}}^q =$$

$$\sum_{q=u,\dots,t} \bar{q}(i\cancel{D} - m_q)q + \boxed{\bar{q}qA} + \boxed{\bar{u}d'W^+} + \boxed{\bar{d}'uW^-} + \boxed{\bar{q}qZ} + \boxed{\bar{q}qH}$$

Die Lagrange-Dichten für Quarks und Leptonen sind sich sehr ähnlich, bis auf die Tatsache, daß man für Neutrinos aufgrund ihrer Masselosigkeit einen eigenen Term einfügen muß. Für geladene Leptonen und Quarks wird die Masse durch die Yukawa-Kopplung an das Higgs-Feld H erzeugt. $\cancel{D} = \partial_\mu \gamma^\mu$ ist ein Ausdruck, der die Dirac-Matrizen γ^μ enthält. Die nicht eingerahmten Terme stehen für die freien Teilchen, die eingerahmten Terme stellen schematisch die Wechselwirkungen zwischen den Teilchen und den Eichbosonen dar, wie z.B. $\bar{l}\nu_l W^-$ (geladener Strom) oder $\bar{\nu}_l \nu_l Z$ (neutraler Strom).

Zusammenfassend ist das Standardmodell eine nicht-abelsche Eichtheorie, die auf der Eichgruppe $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ basiert (C :Farbe, L : Linkshändigkeit, Y : Hyperladung, wobei die elektrische Ladung $Q = I_3 + Y/2$ und I_3 die dritte Isospinkomponente ist). Die links- und rechtshändigen massiven Fermionen sind unterschiedlichen Darstellungen der Eichgruppe zugeteilt, damit die chirale Struktur der schwachen Wechselwirkung gewährleistet ist. Es wird angenommen, daß die $SU(2) \times U(1)$ -Symmetrie spontan durch ein einzelnes $SU(2)$ -Dublett mit spinlosen Feldern gebrochen ist, die einen nicht verschwindenden Vakuumerwartungswert besitzen.

Das Standardmodell ist durch alle bisherigen Messungen mit hoher Präzision auf beeindruckende Weise experimentell bestätigt worden. Allerdings ist das Higgs-Teilchen bis heute nicht gefunden worden. Das SM besitzt Eigenschaften, die nicht zufriedenstellend sind (z.B. die große Anzahl freier Parameter) und die alternative bzw. erweiternde Theorien notwendig machen. Im folgenden werden supersymmetrische Theorien eingeführt, insbesondere das Minimal-Supersymmetrische Standardmodell, sowie Theorien, die die Existenz von Leptoquarks vorhersagen.

2.2 Supersymmetrische Erweiterungen

Wie im vorangehenden Abschnitt erwähnt, wurden die Vorhersagen des Standardmodells experimentell mit sehr hoher Präzision (relative Fehler $<1\%$) getestet. Es wurden bislang keine dem SM widersprechenden Tatsachen gefunden. Dennoch besitzt das SM eine Reihe von unbefriedigenden Eigenschaften (s. z.B [4]):

- **Quadratische Divergenzen:** Betrachtet man in der QED Diagramme mit zwei Vertices, so erhält man für das Photon einen verschwindenden Beitrag von dem Diagramm mit einer Schleife. Dies ist eine Konsequenz der exakten $U(1)$ -Eichinvarianz, die sicherstellt, daß das Photon in allen Ordnungen der Störungsrechnung masselos bleibt. Von dem einfachsten Ein-Schleifen-Diagramm des Elektrons erhält man für große Impulse eine logarithmische Divergenz, die proportional zur Elektronenmasse m_e ist. Diese Divergenz ist formal unendlich groß. Berechnet man die Masse

bei der Planck-Skala, so erhält man eine Korrektur von etwa $0.24m_e$. Die relative Harmlosigkeit dieser Korrektur ist auf die Brechung der chiralen $SU(2)$ -Symmetrie zurückzuführen. Bei skalaren Teilchen, wie z.B. dem Higgs-Boson H , erhält man dagegen von Ein-Schleifen-Diagrammen mit massiven Fermionen f einen Beitrag, der proportional zum Quadrat der $Hf\bar{f}$ -Kopplung ist. Bei der Planck-Skala bekommt man dadurch eine Korrektur zur physikalischen Higgs-Masse, die 30 Zehnerpotenzen größer ist als die Masse selbst. Daraus folgt unter anderem, daß die Unitarität der W^+W^- -Streuamplitude nicht mehr gewährleistet ist.

- Wenn man versucht, sich der quadratischen Divergenzen zu entledigen, indem man analog zum Problem der logarithmischen Divergenzen eine geeignete Renormierung sucht, so verbleibt für die Higgs-Masse ein endlicher Beitrag vom Ein-Schleifen-Diagramm mit Fermion-Antifermion-Paar. Für SM-Fermionen wäre diese Korrektur klein, da man aber allgemein davon ausgeht, daß man das SM bei einer sehr hohen Energieskala z.B. durch eine große Vereinheitlichungstheorie ersetzen muß, hätte man auch Korrekturen in der Größenordnung dieser hohen Energieskala. Man bräuchte dann in jeder Ordnung Störungstheorie unterschiedliche feinabgestimmte Korrekturen ("fine-tuning"), die im übrigen stark von kleinsten Änderungen der Parameter der Theorie abhängen: skalare Massen haben die Eigenschaft, nahe an der höchsten Massenskala der Theorie zu liegen (**Hierarchie-Problem**).
- Das SM enthält eine sehr große Anzahl von freien Parametern, weil es keine Erklärungen für Massen, Mischungsverhalten,..., liefert. Es erklärt auch nicht die Generationenstruktur.

Dies sind einige der Gründe, die eine Erweiterung des Standardmodells notwendig machen. Die quadratischen Divergenzen gibt es nur bei skalaren Feldern. Es gibt bisher keine Symmetrie, die ähnlich wie bei den Eichbosonen und Fermionen verhindern würde, daß die Massen der skalaren Felder durch Strahlungskorrekturen sehr groß werden.

Es gibt aber eine bestimmte Klasse von Theorien, mit denen man das fine-tuning vermeidet. Dafür muß man allerdings zu jedem existierenden Teilchen einen Partner einführen, dessen Spin sich um $1/2$ unterscheidet, der aber ansonsten exakt dieselben internen Quantenzahlen (wie z.B. elektrische Ladung, Isospin,...) besitzt. Die Eigenschaften der bekannten Teilchen und ihrer Partner (**Squarks** für Quarks, **Sleptonen** für Leptonen, **Gauginos** für Eichbosonen) werden durch eine Symmetrie beschrieben. Solche Symmetrien stellen also eine Verbindung zwischen den Eigenschaften von Fermionen und Bosonen her. Sie heißen **Supersymmetrien (SUSY)**. Damit Theorien mit SUSY einen Fortschritt darstellen, müssen die neuen Teilchen laut Störungstheorie leichter als etwa 1 TeV sein. Die Beiträge der neuen Fermionen liefern dann ebenfalls quadratische Divergenzen, die diejenigen der Bosonen eliminieren. Wäre SUSY eine exakte Symmetrie, so hätten die Partner der bekannten Teilchen dieselbe Masse wie diese und wären bereits experimentell nachgewiesen worden. Da dies nicht der Fall ist, müssen sich die Massen von Partnern unterscheiden: SUSY ist gebrochen. Dies bedeutet allerdings nicht unbedingt, daß neue störende Divergenzen eingeführt werden. Man kann zusätzliche Terme einführen, die den

unterschiedlichen Massen gerecht werden und damit SUSY brechen, aber dennoch kein fine-tuning erforderlich machen. Dies bezeichnet man als "sanfte" Symmetriebrechung.

2.2.1 Das Minimal-Supersymmetrische Standardmodell (MSSM)

Es gibt bislang keine zufriedenstellenden Modelle, in denen SUSY spontan gebrochen ist. Die Effekte der Symmetriebrechung werden lediglich auf nützliche Weise parametrisiert. Dabei muß man alle SUSY sanft brechenden Massen und Wechselwirkungen so einbauen, daß sie mit den bekannten Symmetrien, wie der Eichinvarianz des SM, verträglich sind. Das Minimal-Supersymmetrische Standardmodell (MSSM) ist im Hinblick auf die Anzahl neuer Teilchen und Wechselwirkungen das einfachste Modell, welches dies bewerkstelligt. Für ein supersymmetrisches Modell braucht man Operatoren, die bosonische Zustände in fermionische Zustände transformieren und umgekehrt. Deshalb sind auch die Generatoren Fermionen, im Gegensatz zum SM, bei dem sie Bosonen sind. Eine Generation besteht aus fünf chiralen Feldern³: Q bezeichnet hier die $SU(2)$ -Quark- und Squark-Dubletts, U und D die (S)Quark-Singletts, L die (S)Lepton-Dubletts und E die (S)Lepton-Singletts. Für die erste Generation ergibt sich also z.B. [6]:

$$\begin{array}{ccccc}
 & Q & U & D & L & E \\
 \text{Fermionen} & \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L & u_R & d_R & \begin{pmatrix} e \\ \nu \end{pmatrix}_L & e_R \\
 \text{Bosonen} & \begin{pmatrix} \tilde{u}_L \\ \tilde{d}_L \end{pmatrix} & \tilde{u}_R & \tilde{d}_R & \begin{pmatrix} \tilde{e}_L \\ \tilde{\nu}_L \end{pmatrix} & \tilde{e}_R
 \end{array}$$

und analog für die beiden anderen Generationen. Darüber hinaus benötigt man acht Gluinos \tilde{g} als Partner der QCD-Eichbosonen, sowie drei Winos \tilde{W}_i ($i=1, 2, 3$) und ein Bino \tilde{B} , aus denen man die Masseneigenzustände \tilde{W}^\pm , \tilde{Z} und $\tilde{\gamma}$ konstruiert. Schließlich sollen die Massen wie im Standardmodell durch spontane Symmetriebrechung von $SU(2)_L \times U(1)_Y$ durch ein skalares $SU(2)$ -Dublett erzeugt werden. Hierfür benötigt man mindestens zwei Felder H und \bar{H} mit Hyperladung $|Y|=1/2$. Ein Higgs-Feld reicht nicht aus, um quadratische Divergenzen zu vermeiden und sowohl Up- als auch Down-artigen Quarks Masse zu verleihen. Die supersymmetrischen Partner der Eichbosonen und Higgs-Felder mischen und die resultierenden Zustände werden als Gauginos bezeichnet, wobei die neutralen Gauginos **Neutralinos** ($\tilde{\chi}_i^0$, $i=1, \dots, 4$) und die geladenen Gauginos **Charginos** ($\tilde{\chi}_i^\pm$, $i=1, 2$) genannt werden.

Die Eichwechselwirkungen sind eindeutig durch die Wahl der Eichgruppe, die derjenigen des SM entspricht, festgelegt. Die Eichsymmetrien stellen zwar Bedingungen an das **Superpotential** f_{MSSM} , legen es allerdings nicht eindeutig fest. Fordert man zusätzlich, daß nur solche Terme eingeführt werden, die für ein realistisches Modell unentbehrlich sind

³Die korrekte Bezeichnung lautet Superfelder. Die detaillierte Einführung der verwendeten Algebra würde hier zu weit führen.

oder daß Lepton- und Baryonquantenzahlen erhalten sind, so erhält man das folgende Superpotential [4]:

$$f_{\text{MSSM}} = \sum_{i,j=1}^3 [(\lambda_E)_{ij} H L_i E_j^c + (\lambda_D)_{ij} H Q_i D_j^c + (\lambda_U)_{ij} \bar{H} Q_i U_j^c] + \mu H \bar{H}$$

wobei i und j Generationsindizes und U^c , D^c bzw. E^c die zu U , D bzw. E ladungskonjugierten Felder sind. λ_D und λ_U sind Matrizen, die die (S)Quark-Massen erzeugen und die Mischung von Quark-Zuständen beschreiben. Die Matrix λ_E kann als diagonal angenommen werden, da das Superpotential f_{MSSM} den Neutrinos keine Masse verleiht.

2.2.2 R-Parität

Bei dem obigen Superpotential f_{MSSM} ist die Erhaltung einer neuen Quantenzahl gewährleistet. Sie wird **R-Parität** R_p genannt und ist wie folgt definiert [5]:

$$R_p = (-1)^{3B+L+2S}$$

Dabei ist B die Baryon-, L die Leptonquantenzahl und S der Spin eines gegebenen Teilchens. Für alle SM-Teilchen ist $R_p = +1$, während für ihre supersymmetrischen Teilchen $R_p = -1$ gilt. R_p -Erhaltung bedeutet, daß SUSY-Teilchen nur paarweise erzeugt werden können. Das leichteste SUSY-Teilchen (**LSP: Lightest Supersymmetric Particle**) ist das Neutralino $\tilde{\chi}_1^0$ und es ist stabil.

Die Erhaltung der R-Parität folgt aus der weiter oben geforderten Erhaltung der Baryon- und Leptonquantenzahlen. Läßt man diese Forderung fallen und verlangt lediglich, daß die SM-Eichsymmetrien sowie SUSY einschließlich Lorentz-Invarianz respektiert wird, so erhält man die folgenden zusätzlichen Terme zum Superpotential:

$$f_{R_p} = \lambda_{ijk} L_i L_j E_k^c + \lambda'_{ijk} L_i Q_j D_k^c + \lambda''_{ijk} D_i^c D_j^c U_k^c$$

wobei $i, j, k = 1, 2, 3$ wieder Generationsindizes sind. λ , λ' und λ'' sind Yukawa-Kopplungen. Der erste Term in f_{R_p} beschreibt Zerfälle, an denen nur Leptonen und Sleptonen beteiligt sind, wie z.B. der Zerfall eines Sneutrinos in ein Elektron und ein Myon: $\tilde{\nu} \rightarrow e^- \mu^+$. Der zweite Term berücksichtigt gemischte Zerfälle aller Fermionen/Quarks und ihrer SUSY-Partner, z.B. $\tilde{t} \rightarrow e^+ d$. Beim dritten Term sind nur Zerfälle mit Squarks und Quarks möglich, z.B. $\tilde{t} \rightarrow \bar{d} \bar{d}$. Die ersten beiden Terme verletzen die Erhaltung der Leptonzahl, der dritte Term verletzt die Erhaltung der Baryonzahl. Dies bedeutet, daß der Protonzerfall möglich wäre. Um den experimentellen Daten hierzu gerecht zu werden, kann man z.B. fordern, daß $\lambda''=0$ ist. Dadurch ist mit den beiden anderen Termen immer noch R-Paritäts-Verletzung erlaubt. Es gibt noch viele weitere Symmetrien, die man ad hoc einführen kann, um dies zu bewerkstelligen.

Von theoretischer Seite (z.B. Große Vereinheitlichungstheorien, String-Theorien) gibt es keine Vorhersagen oder Argumente, die R_p -Erhaltung oder -Verletzung bevorzugen würden. Daher ist es wichtig, experimentell nach beiden Möglichkeiten zu suchen.

Die **Verletzung der R-Parität** R_p bedeutet, daß SUSY-Teilchen auch einzeln erzeugt werden können. Außerdem kann jedes beliebige SUSY-Teilchen (z.B. das Stop \tilde{t}) das LSP

sein, das zudem nicht mehr stabil ist. In der vorliegenden Arbeit wird unter anderem nach der Produktion von einzelnen Squarks gesucht.

2.3 Leptoquarks (LQ)

Supersymmetrische Modelle sind nicht die einzigen Möglichkeiten für Erweiterungen des SM, die neue Phänomene bei der schwachen Skala um 1 TeV vorhersagen. Bei SUSY-Modellen besteht die „neue Physik“ darin, daß über 1 TeV hinaus die direkte Produktion neuer Teilchen möglich wird. Genauso denkbar ist die Entdeckung, daß bei diesen hohen Energien Teilchen, die bisher als elementar galten, Struktur aufweisen.

2.3.1 Woher kommen Leptoquarks ?

Mit dieser Möglichkeit beschäftigen sich eine Vielzahl von Erweiterungstheorien, die auf die (aufgrund der unterschiedlichen Massen gebrochene) Flavor-Symmetrie zwischen dem Lepton- und dem Quark-Sektor des Standardmodells eingehen. Vor allem aber stützen sie sich auf die Tatsache, daß die tiefere Struktur der spontanen Symmetriebrechung im elektroschwachen Sektor bisher unverstanden bleibt und sie lediglich durch den Vakuumerwartungswert des Higgs-Feldes parametrisiert wird. Bei diesen alternativen Erweiterungstheorien wird das Problem der quadratisch divergenten Terme in den Massenkorrekturen des Higgs-Feldes dadurch gelöst, daß das Higgs-Boson nicht mehr elementar ist, sondern z.B. aus Fermion-Antifermion-Paaren besteht. Da man hierfür eine neue starke Wechselwirkung einführen muß, spricht man von **dynamischer Symmetriebrechung**. Zu dieser Art von Modellen gehören z.B.:

- **Technicolor** [7] Es ist die einfachste Realisierung der dynamischen Symmetriebrechung. Wie der Name schon andeutet, handelt es sich um eine QCD-artige Eichtheorie, da die QCD in Abwesenheit eines Higgs-Feldes selbst die elektroschwache Symmetrie brechen würde. Die charakteristische Skala der Technicolor liegt um 1 TeV. Es werden neue Teilchen eingeführt, *Technifermionen*, die zu Familien zusammengefaßt werden. Im Ein-Familien-Modell hat man (U_c, D_c, N_l, E_l) , wobei die Indizes c bzw. l andeuten, daß die Teilchen neben Technicolor auch Farbladung (Farb-Tripletts) bzw. Leptonquantenzahl (Farb-Singletts) besitzen. Man kann 63 gebundenen Zustände (Bosonen) konstruieren, die sowohl die Eichbosonen W^\pm und Z^0 der schwachen Wechselwirkung, als auch **gebundene Lepton-Quark-Zustände** enthalten, die man als **Leptoquarks (LQ)** bezeichnet. Sie sind aufgrund der Quarks, aus denen sie zusammengesetzt sind, ebenfalls Farb-Tripletts.
- **Compositeness** [8] Dieses Modell erweitert die Idee, daß das Higgs nicht elementar, sondern zusammengesetzt ist, auf die Quarks und Leptonen. Die Hoffnung ist, die Einteilung der Leptonen und Quarks in jeweils drei Generationen zu verstehen, ähnlich wie die Quarks erklären, warum das Proton zusammen mit sieben weiteren Baryonen in ein SU(3)-Oktett zusammengefaßt werden kann. Der einfachste Grund,

daran zu glauben, daß Quarks und Leptonen Struktur besitzen, ist, daß es bisher immer so war: konnte man zu höheren Energien übergehen, so stellten sich bislang als elementar angesehene Einheiten (z.B. Atom, Proton,...) als zusammengesetzt heraus. Compositeness kann als erweiterte Technicolor betrachtet werden, wobei weitere Technifermionen eingeführt werden, sowie neue Eichbosonen, die normale Fermionen an die Technifermionen koppeln und ihnen somit Masse verleihen. In diesen Modellen vermitteln **Leptoquarks** Übergänge zwischen zusammengesetzten Quarks und Leptonen. Diese gehen dadurch ineinander über, daß sie ein Teilchen austauschen, daß sowohl Baryon- als auch Leptonzahl trägt.

Eine weitere Alternative besteht darin, die SM-Familien als unterschiedliche Spin-Konfigurationen der Teilchen zu betrachten, die Quarks und Leptonen zusammensetzen [9].

- **Das Pati-Salam-Modell** [10] führt ebenfalls eine neue Kraft ein, die Übergänge zwischen Quarks und Leptonen vermittelt. Es wird angenommen, daß es eine lokale Eichsymmetrie zwischen Quarks und Leptonen gibt. Die verwendete Gruppe ist $SU(4)_c$, wobei die Leptonzahl die vierte „Farbe“ liefert. Bei einer hohen Energieskala wird die $SU(4)_c$ -Symmetrie spontan gebrochen und zur $SU(3)$ reduziert, wodurch gleichzeitig die Symmetrie zwischen Quarks und Leptonen gebrochen wird. Unterhalb dieser Skala nehmen die Leptonen nicht mehr an der starken Wechselwirkung teil. Das Pati-Salam-Modell sagt die Existenz von **schweren Eichbosonen mit Spin 1 voraus, die sowohl Farbe als auch Leptonzahl** tragen, und somit als **Leptoquarks** bezeichnet werden.

Wie man sieht, gibt es neben der Supersymmetrie auch alternative Erweiterungstheorien, in denen neue Teilchen vorausgesagt werden, die Farbe, Leptonzahl und Spin 0 oder 1 tragen. Sie sind gebundene Quark-Lepton-Zustände und werden allgemein Leptoquarks genannt, unabhängig davon, ob sie nun Eichbosonen oder Goldstone-Bosonen sind.

2.3.2 Das BRW-Modell

Um die Produktion von Leptoquarks zu untersuchen, benötigt man LQ-Modelle, die mit den experimentellen Tatsachen in Bezug auf andere bekannte Teilchen und bereits existierende und geprüfte Theorien (also im wesentlichen das Standardmodell) konsistent sind. Im folgenden sind einige solcher experimentellen Befunde aufgeführt. Sie können sehr starke Einschränkungen für die Massen und Kopplungen von Lepton- und Baryonzahl-⁴erhaltenden skalaren (Spin 0) oder vektoriiellen (Spin 1) Leptoquarks bedeuten [11].

1. Vier-Fermion-Prozesse und FCNC:

Leptoquarks könnten Zwei-Lepton-Zwei-Quark-Wechselwirkungen vermitteln, analog zu den elektroschwachen Vier-Fermion-Prozessen. Daraus würde für die LQ-Yukawa-Kopplung λ folgen, daß $\lambda^2/M_{LQ} < G_F$, wobei M_{LQ} die Leptoquark-Masse

⁴Die Erhaltung der Lepton- und Baryonzahlen ist aus Konsistenzgründen mit den Eichsymmetrien des SM erforderlich. Baryonzahlverletzung würde außerdem den Proton-Zerfall ermöglichen und für diese Art von Leptoquarks die stärkste aller Grenzen bedeuten.

und G_F die Fermi-Konstante ist. Noch stärkere Grenzen erhält man aus der Erhaltung der Leptonfamilienquantenzahl und aus der Abwesenheit von Flavor-ändernden neutralen Strömen (FCNC: Flavor Changing Neutral Currents).

2. *Meson-Zerfälle:*

Im SM ist der leptonische Zerfall von pseudoskalaren Mesonen stark unterdrückt, weil es Bedingungen für die Helizität des auslaufenden Leptons gibt, um den Gesamtdrehimpuls zu erhalten. Es gibt keine solche chirale Unterdrückung bei von LQ induzierten Zerfällen von Mesonen, wenn die Leptoquarks sowohl an rechtshändige, als auch an linkshändige Teilchen koppeln.

3. *Meson-Antimeson-Mischung:*

Im Standardmodell errechnet man die kleine Massendifferenz, aufgrund derer z.B. K^0 und \bar{K}^0 mischen, durch sogenannte „Box-Diagramme“ mit internen W -Bosonen und Quarks. Ersetzt man letztere durch Leptoquarks und Leptonen, so erhält man zusätzliche Beiträge, aus denen Grenzen für die LQ-Kopplungen folgen. Diese Grenzen sind stärker für Skalar- als für Vektor-LQ.

4. *Quark-Lepton-Universalität*

Leptoquarks können auf Tree-Niveau (Diagramme ohne Schleifen) zum β -Zerfall des Neutrons beitragen. Wenn man fordert, daß die Fermi-Konstante für den β -Zerfall sich nicht signifikant von der Messung beim Myon-Zerfall unterscheiden soll, erhält man Beschränkungen für die $ude\nu$ -Kopplung.

5. *$g-2$*

Die magnetischen Momente von Elektron und Myon gehören zu den am genauesten gemessenen Größen der Teilchenphysik. Deshalb besteht immer die Hoffnung, daß man mit ihrer Hilfe indirekte Grenzen für neue Physik aufstellen kann. Für die Leptoquarks verlangt man, daß sie weniger als den Unterschied zwischen theoretischer Vorhersage und experimenteller Messung beitragen.

Im weiter oben erwähnten Pati-Salam-SU(4)-Modell bedeutet die Existenz von Leptoquarks, daß die ansonsten sehr stark unterdrückten Zerfälle $K_L^0 \rightarrow \mu e$ und $K^+ \rightarrow \pi^+ \mu e$ höhere Beiträge liefern müßten. Dies ist nur dann mit bekannten Messungen zu vereinbaren, wenn die Leptoquarks entweder eine hohe Masse von mindestens 10 TeV oder sehr kleine Kopplungen haben, die proportional zu den Massen der Quarks und Leptonen sind. Diese Forderungen würden es aber sinnlos oder sehr schwierig machen, gegenwärtig direkt nach LQ zu suchen: Bei sehr großen Massen reichen die Beschleunigerenergien nicht aus, bei kleinen Kopplungen ist der Wirkungsquerschnitt und somit die Anzahl der erwarteten Ereignisse zu gering, um aussagekräftige Ergebnisse zu erzielen.

Eine weitere Alternative zu den weiter oben beschriebenen Erweiterungstheorien ist eine SU(5)-Vereinlichungstheorie [12]. Hierbei wird angenommen, dass die drei elementaren Kräfte (stark, elektromagnetisch und schwach) verschiedene Erscheinungsformen einer fundamentalen Wechselwirkung mit einer einzigen Kopplungskonstanten (Feinstrukturkonstante) sind. Bei Energien unterhalb der Vereinigungsskala spalten die verschiedenen

Wechselwirkungen durch Symmetriebrechung auf. In SU(5)-Modellen sind die Teilchen in mehrdimensionalen Repräsentationen gruppiert, von denen einige Skalar- und Vektor-LQ enthalten. Die skalaren Leptoquarks z.B. kommen im Higgs-Sektor vor. Aus SU(5)-Invarianz folgt, daß die LQ auch an Quark-Paare koppeln. Um schnellen Protonzerfall zu vermeiden und Leptoquark-Massen um $100 \text{ GeV}/c^2$ sowie Yukawa-Kopplungen λ in der Größenordnung der elektromagnetischen Kopplung zu erreichen, verlangen Buchmüller, Rückl und Wyler, daß die SU(5)-Invarianz verletzt wird und die Kopplungen der LQ an Quark-Paare verschwinden [13]. Diese Möglichkeit ist im Rahmen von Superstring-Theorien gegeben [14]. Dies ist der Ausgangspunkt für das allgemein verwendete **Buchmüller-Rückl-Wyler-Modell (BRW)** [15], das auch in der hier beschriebenen Analyse verwendet wurde. Es werden folgende Annahmen über die Eigenschaften der Leptoquarks gemacht, damit das Modell mit den oben genannten experimentellen Befunden 1.-5. verträglich ist:

- Leptoquark-Kopplungen müssen invariant unter den Eichtransformationen des Standardmodells sein.
- Leptoquark-Wechselwirkungen müssen renormierbar sein.
- Die Wechselwirkungen sind diagonal, d.h. ein gegebenes Leptoquark koppelt nur die Leptonen und Quarks derselben Generation aneinander.
- Leptoquark-Kopplungen an Fermionen sind chiral, d.h. sie koppeln entweder an links- oder rechtshändige Teilchen.
- Leptoquark-Kopplungen erhalten sowohl Lepton- als auch Baryonquantenzahlen.
- Leptoquarks koppeln nur an SM-Fermionen und Eichbosonen.

Die allgemeinste Lagrange-Dichte \mathcal{L} für Leptonzahl L und Baryonzahl B erhaltende Leptoquarks, die invariant unter $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ ist, setzt sich aus einem Anteil für LQ mit $F = 0$ und einem Anteil für LQ mit $F = 2$ zusammen. Dabei berechnet sich die Fermionzahl gemäß $F = 3B + L$. Es gilt $\mathcal{L} = \mathcal{L}_{F=2} + \mathcal{L}_{F=0}$ mit[15]:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{F=2} = & (g_{1L} \bar{q}_L^c i \tau_2 l_L + g_{1R} \bar{u}_R^c e_R) S_1 \\ & + \tilde{g}_{1R} \bar{d}_R^c e_R \tilde{S}_1 + g_{3L} \bar{q}_L^c i \tau_2 \tau_L S_3 \\ & + (g_{2L} \bar{d}_R^c \gamma^\mu l_L + g_{2R} \bar{q}_L^c \gamma^\mu e_R) V_{2\mu} \\ & + \tilde{g}_{2L} \bar{u}_R^c \gamma^\mu l_L \tilde{V}_{2\mu} + \text{c.c.} \end{aligned}$$

und

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{F=0} = & (h_{2L} \bar{u}_R l_L + h_{2R} \bar{q}_L i \tau_2 e_R) R_2 + \tilde{h}_{2L} \bar{d}_R l_L \tilde{R}_2 \\ & + (h_{1L} \bar{q}_L \gamma^\mu l_L + h_{1R} \bar{d}_R \gamma^\mu e_R) U_{1\mu} \\ & + \tilde{H}_{1R} \bar{u}_R \gamma^\mu e_R \tilde{U}_{1\mu} + h_{3L} \bar{q}_L \tau \gamma^\mu l_L U_{3\mu} + \text{c.c.} \end{aligned}$$

Dabei sind q_L, l_L linkshändige Quark- und Lepton-Doublets, sowie e_R, d_R bzw. u_R rechte händige Leptonen, Down-artige bzw. Up-artige Quarks. Der Exponent c kennzeichnet ladungskonjugierte Fermion-Zustände. Die Yukawa-Kopplung λ berechnet sich als Quadrat der g_{iL} bzw. g_{iR} , wobei $i=1, 2, 3$ ein Generationsindex ist und die Indizes L bzw. R die Helizität des Leptons beschreiben. Die Leptoquark-Zustände sind in Tab. 1 zusammen mit Fermionzahl, Spin, den möglichen elektromagnetischen Ladungen Q und dem **Verzweigungsverhältnis** β für den Zerfall in ein geladenes Lepton und ein Quark aufgelistet. Der Index der Zustände kennzeichnet die Dimension der ihrer $SU(2)$ -Darstellung.

Für S_3 z.B. sind drei verschiedene Ladungszustände ($1/3, 2/3, 4/3$) möglich, mit den Verzweigungsverhältnissen 0.5, 0 und 1. In der vorliegenden Arbeit wurden für die Leptoquarks andere Bezeichnungen gewählt (s. Tab. 2 für skalare LQ), die ebenfalls von Buchmüller, Rückl und Wyler stammen und auch von anderen Experimenten verwendet werden. Dies erleichtert den Vergleich mit anderen Messungen.

Wenn man ein Modell betrachtet, in dem die Leptoquarks die einzigen neu eingeführten Teilchen sind, so kann β nur die drei Werte 0, 0.5 oder 1 annehmen. Verzichtet man auf diese Beschränkung, so sind für β alle Werte im Intervall $[0,1]$ möglich. Dies gilt insbesondere für die ebenfalls in der hier beschriebenen Analyse betrachteten Squarks (von denen man einige experimentell nicht von gewissen skalaren LQ unterscheiden kann), da in SUSY-Theorien stets viele neue Teilchen eingeführt werden.

Hiermit ist die Einführung in die Theorie der Leptoquarks abgeschlossen. Es folgt ein Kapitel über die Kinematik der in der vorliegenden Arbeit betrachteten Produktion von einzelnen Squarks mit R-Paritäts-verletzenden Zerfällen und Leptoquarks.

Zustand	Spin	F	Q	β
S_1	0	2	$1/3$	0.5, 1
\tilde{S}_1	0	2	$4/3$	1
S_3	0	2	$1/3, 2/3, 4/3$	0, 0.5, 1
V_2	1	2	$1/3, 4/3$	0, 1
\tilde{V}_2	1	2	$1/3, 2/3$	0, 1
R_2	0	0	$2/3, 5/3$	0, 1
\tilde{R}_2	0	0	$1/3, 2/3$	0, 1
U_1	1	0	$2/3$	0.5, 1
\tilde{U}_1	1	0	$5/3$	1
U_3	1	0	$1/3, 2/3, 5/3$	0, 0.5, 1

Tabelle 1: Die Leptoquark-Zustände, die in der allgemeinen unter $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ invarianten Lagrange-Dichte von Buchmüller, Rückl und Wyler eingeführt werden. Ebenfalls angegeben ist der Spin, die Fermionzahl F , die möglichen elektromagnetischen Ladungen Q und das Verzweigungsverhältnis β der Zustände.

Skalare Leptoquarks/Squarks				
Zustand	Ladung	Zerfall	β	Kopplung
S_0	$-1/3$	$e_L u, \nu_L d$	0.5	$g_L, -g_L$
S_0	$-1/3$	$e_R u$	1	g_R
S_1	$-1/3$	$e_L u, \nu_L d$	0.5	$-g_L, -g_L$
$\tilde{S}_{1/2}$	$+1/3$	$\nu_L \bar{d}$	0	g_L
$S_{1/2}$	$-5/3$	$e_L \bar{u}, e_R \bar{u}$	1	g_L, g_R
\tilde{S}_0	$-4/3$	$e_R d$	1	g_R
S_1	$-4/3$	$e_L d$	1	$-\sqrt{2}g_L$
$S_{1/2}$	$-2/3$	$e_R \bar{d} (\nu_L \bar{u})$	1 (0)	$-g_R (g_L)$
$\tilde{S}_{1/2}$	$-2/3$	$e_L \bar{d}$	1	g_L
S_1	$+2/3$	$\nu_L u$	0	$\sqrt{2}g_L$

Tabelle 2: Die ebenfalls von BRW stammenden alternativen Bezeichnungen für die verschiedenen möglichen skalaren Leptoquarks, die für die Analyse verwendet werden. Für Vektor-LQ gibt es ebenfalls alternative Bezeichnungen (s. Tab. 17).

2.4 Kinematik

In der vorliegenden Arbeit wird die Produktion einzelner Squarks bzw. Leptoquarks⁵ an einem e^+e^- -Speicherring untersucht. Bei Annihilation der beiden Leptonen entstehen Leptoquarks aufgrund der Erhaltung diverser Quantenzahlen nur paarweise. Dieser Prozeß ist unabhängig von der Yukawa-Kopplung λ (bzw. λ' für die Squarks).

Für die Produktion einzelner Leptoquarks benötigt man ein Lepton und ein Quark. Deshalb muß die tief-unelastische Elektron-Photon-Streuung betrachtet werden (s. Abb. 1). Eines der Strahlelektronen strahlt in einem Bremsstrahlungsprozeß ein Photon ab. Photonen können nicht nur punktförmig wechselwirken, sondern besitzen auch eine hadronische Struktur. In diesem Fall ist ein Quark aus dem Photon an der Wechselwirkung mit dem anderen Strahlelektron beteiligt. Die Impulsverteilungen der Partonen (Quarks und Gluonen) im Photon werden durch **Photon-Strukturfunktionen** beschrieben, für die es verschiedene theoretische Modelle gibt (s. Kap. 4.1 und 5.4 bzw. [16] für eine detailliertere Einführung in die Struktur des Photons). Bei der Wechselwirkung des Elektrons und des Quarks entsteht ein Leptoquark, das aufgrund der Annahme im BRW-Modell mit diagonalen Kopplungen, nur ein Leptoquark der ersten Generation sein kann. Es zerfällt anschließend entweder in ein Elektron und ein Quark, oder in ein Elektron-Neutrino und

⁵Im folgenden sind mit Leptoquarks auch die Squarks gemeint, außer wenn speziell von Vektor-Leptoquarks die Rede ist.

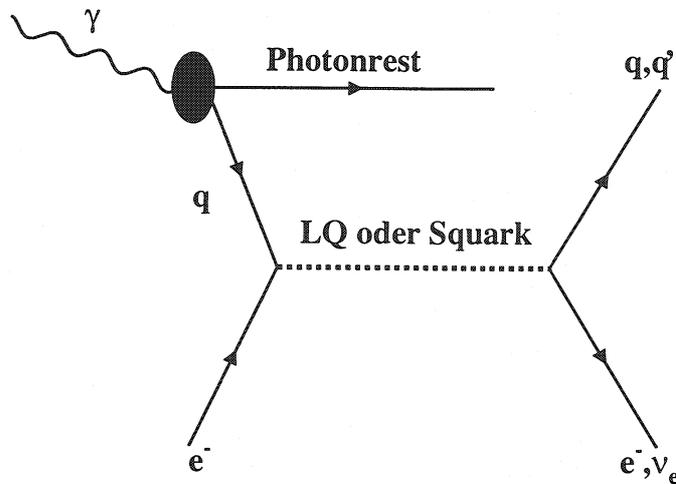


Abbildung 1: Graphische Darstellung der Produktion von einzelnen Leptoquarks/Squarks in Elektron-Photon-Prozessen: Ein Quark q aus dem Photon wechselwirkt mit einem Elektron und ergibt ein Leptoquark/Squarks. Dieses zerfällt anschließend in ein Quark und ein Lepton.

ein Quark. Zur Beschreibung der LQ-Lepton-Quark-Vertizes in Abb. 1 benötigt man die Yukawa-Kopplung λ (bzw. λ'), d.h. man kann bei der Untersuchung der Produktion einzelner LQ Aussagen über Kopplungen treffen, was bei der Paarproduktion nicht möglich ist. Ein weiterer Vorteil gegenüber der Paarproduktion besteht darin, daß man LQ-Massen, die größer als die Hälfte der Schwerpunktsenergie sind, entdecken kann.

Es gibt zwei charakteristische **Signaturen** bei der Produktion von einzelnen Leptoquarks:

- **Elektron+Jet:** Im Elektron-Quark-Zerfallskanal erhält man nach der Fragmentation des Quarks vom LQ-Zerfall einen Jet und ein isoliertes Elektron. Der Photonrest fragmentiert ebenfalls, ist allerdings schwierig nachzuweisen, wenn das Photon unter einem kleinen Winkel zur Strahlachse abgestrahlt wird (*quasi-relles Photon*, Viererimpulsübertrag $Q^2 \approx 0$).
- **Fehlende Energie+Jet:** Der Neutrino-Quark-Zerfallskanal zeichnet sich durch den nicht nachweisbaren (also fehlenden) Impuls des Neutrinos aus: Neutrinos sind sehr schwer nachzuweisen, da sie nur an der schwachen Wechselwirkung teilnehmen. Sie entweichen daher unbemerkt und „hinterlassen“ fehlende Energie. Das Quark vom LQ-Zerfall fragmentiert. Man erhält daher im Neutrino-Quark-Zerfallskanal einen einzelnen Jet mit fehlender Energie.

Mit dieser knappen Einführung in die Kinematik der Produktion von einzelnen Leptoquarks bzw. Squarks ist die theoretische Einleitung abgeschlossen.

3 Einführung in Monte-Carlo-Simulationen

“...always remember that the programs do not represent a dead collection of established truths, but rather one of many possible approaches to the problem of multiparticle production in high-energy physics, at the frontline of current research.”

T. Sjöstrand

Monte-Carlo-Methoden sind ein sehr wichtiger Bestandteil der Analysen in der Teilchenphysik. Sie dienen dazu, die bei Experimenten auftretenden Prozesse zu simulieren: mit Hilfe der theoretischen Kenntnisse sagt man voraus, welche Reaktionen auftreten können und erzeugt Ereignisse, in denen die Teilchen des Endzustandes bestimmte Eigenschaften haben. Diese hängen von theoretischen Modellen ab und werden mit den Eigenschaften der im Experiment aufgezeichneten Daten verglichen. Auf diese Weise kann man neue Modelle je nach Übereinstimmung ihrer Vorhersagen mit den tatsächlichen Eigenschaften der Daten entweder bestätigen oder verwerfen. Bereits durch frühere Experimente gut geprüfte und etablierte Modelle, bei denen lediglich Parameter noch ungenau bekannt oder noch nicht festgelegt sind, kann man durch den Vergleich mit den tatsächlichen Daten feinabstimmen, sodaß letztere durch die Theorie gut beschrieben werden. Da jeder Prozeß charakteristische Merkmale hat, kann man im Prinzip durch Forderungen für bestimmte Eigenschaften (**Schnitte**) diejenigen Ereignisse selektieren, an denen man interessiert ist (**Signal**) und die anderen Prozesse verwerfen. Oft ist es allerdings so, daß verschiedene Reaktionen, obwohl im primären Produktionsmechanismus sehr unterschiedlich, im Endzustand sehr ähnliche Eigenschaften haben und man viele der unerwünschten Prozesse (**Untergrund**) nicht wegschneiden kann, ohne viel vom Signal zu verlieren. Die Schnitte so zu optimieren, daß man möglichst viel Signal bei minimalem Untergrund selektiert, ist eine der Hauptaufgaben jeder Teilchenphysik-Analyse: Das Signal-Untergrund-Verhältnis ist entscheidend für die Qualität der aus den verbleibenden Ereignissen ermittelten Ergebnisse.

Monte-Carlo-Programme müssen dieselbe Wechselwirkung viele Male nacheinander und statistisch unabhängig voneinander simulieren. Die Größen, die simuliert werden sollen, sind die Eigenschaften der Teilchen, die bei der Wechselwirkung entstehen. Im Fall von Hochenergiephysik-Experimenten wie OPAL braucht man die Vierervektoren⁶ der primär, also direkt bei der e^+e^- -Wechselwirkung entstehenden Teilchen, z.B. die eines Quark-Paares oder von abgestrahlten Photonen und den aus ihrer Wechselwirkung entstehenden Teilchen. Weiterhin benötigt man die Vierervektoren der sekundären Teilchen, die bei der weiteren Entwicklung (z.B. Wechselwirkung mit dem Detektor, Zerfall instabiler Teilchen, Fragmentation von Quarks) der primären Teilchen entstehen. Diese Vierervektoren verwendet man als Eingabe bei der Detektorsimulation (s. Kap. 8.2). Monte-Carlo Programme verwenden Zufallszahlgeneratoren, die i.a. Zufallszahlen im Intervall (0,1) erzeugen. Selbst einfachste Zufallszahlalgorithmen haben so große Perioden, daß sie in sehr guter

⁶Hiermit ist im wesentlichen der Viererimpulsvektor $p = (E, \vec{p})$ eines Teilchens gemeint. Hinzu kommen noch Informationen wie z.B. Masse oder Ortskoordinaten im Detektor.

Näherung Zahlenverteilungen erzeugen, die uniform und unabhängig sind und für unsere Zwecke völlig ausreichen.

In den folgenden Kapiteln werden zunächst die Generatoren vorgestellt, mit denen die Signal-Ereignisse simuliert wurden, insbesondere ERATO-LQ, das für die Analyse wichtigste Programm. Anschließend werden die Monte-Carlo-Programme beschrieben, die zur Erzeugung des Untergrundes verwendet wurden.

4 Erzeugung der Signalereignisse

Das Signal ist die Entstehung eines Leptoquarks oder Squarks bei der Wechselwirkung eines Photons und eines Elektrons mit anschließendem Zerfall des Leptoquarks in ein Elektron und ein Quark oder in ein Neutrino und ein Quark (vgl. Kap. 2.4). Es wurden zwei verschiedene Monte-Carlo-Programme, ERATO-LQ und PYTHIA, für die Simulation des Signals verwendet. Es war ein wichtiger Teil der hier beschriebenen Arbeit, ERATO-LQ bei OPAL nutzungsfähig zu machen. Die Simulation des Signals erfolgt im wesentlichen in fünf Schritten:

1. Abstrahlung des Photons durch eines der Strahlelektronen → **Photon-Energiespektrum** muß simuliert werden.
2. Wechselwirkung des anderen Strahlelektrons mit einem Parton aus dem Photon und Entstehung des Leptoquarks → **Struktur des Photons** muß beschrieben werden.
3. Zerfall des LQ entweder in ein Elektron und ein Quark oder in ein Neutrino und ein Quark (primäre Teilchen) → **Vierervektoren der LQ-Zerfallsprodukte** müssen simuliert werden.
4. Fragmentation und Zerfall der primären Teilchen → Erzeugung der **Vierervektoren der Endteilchen**.
5. Simulation des Detektors

4.1 PYTHIA

PYTHIA (Version 5.722) [17] ist ein in allen Hochenergiephysik-Experimenten viel verwendetes Monte-Carlo-Programm. In Verbindung mit JETSET [17] ist es in der Lage, sehr viele verschiedene Prozesse der Vielteilchenproduktion in Wechselwirkungen zwischen Elementarteilchen (e^+e^- , pp, ep) komplett zu simulieren. PYTHIA erzeugt die primären Wechselwirkungen, anschließend simuliert JETSET die Hadronisierung (**String-Fragmentation**). Ziel ist es, die Ereignisse so detailliert zu simulieren, wie es der aktuelle Stand der Theorie erlaubt und sich der Wirklichkeit so weit wie möglich zu nähern. Das Programm ermöglicht auch den Einbau von Modellen, deren Gültigkeit durch den Vergleich mit dem Experiment geprüft werden soll.

Bei der ersten Untersuchung der Produktion einzelner LQ [51] mit dem OPAL-Detektor

bei e^+e^- -Schwerpunktenergien von 161 und 172 GeV war PYTHIA das einzige verfügbare Monte-Carlo-Programm. Die Produktion von einzelnen Leptoquarks war nur mit dem Zerfallskanal in ein Elektron und ein Quark enthalten. Der Zerfall in ein Neutrino und ein Quark wurde zusätzlich eingebaut. Lediglich die Produktion von LQs mit Ladungen $\pm\frac{1}{3}$ war möglich und darüber hinaus nur für skalare Leptoquarks. Um das Energiespektrum von Photonen zu berechnen, die den Energiebruchteil z des Strahlelektrons besitzen, von dem sie abgestrahlt wurden, wird die Equivalent Photon Approximation $f_{\gamma/e}(z)$ (EPA, auch Weizsäcker-Williams-Verteilung genannt [18]) verwendet:

$$f_{\gamma/e}(z) = \frac{\alpha_{em}}{2\pi} \left(\frac{1 + (1-z)^2}{z} \log \frac{Q_{max}^2}{Q_{min}^2} - 2m_e^2 z \left(\frac{1}{Q_{min}^2} - \frac{1}{Q_{max}^2} \right) \right). \quad (1)$$

α_{em} ist die Kopplungskonstante der elektromagnetischen Wechselwirkung. Der kleinste kinematisch erlaubte quadrierte Viererimpulsübertrag Q_{min}^2 ist durch die Elektronmasse m_e festgelegt:

$$Q_{min}^2 = \frac{m_e^2 z^2}{1-z}. \quad (2)$$

Bei der Berechnung des Photon-Energiespektrums und des totalen Wirkungsquerschnittes ist der größte in der EPA verwendete quadrierte Viererimpulsübertrag $Q_{max}^2 = \frac{s}{4}$, wobei s die e^+e^- -Schwerpunktenergie ist. Bei der Simulation selbst sind alle Photonen reell, d.h. $Q^2=0$ (vgl. Kap. 2.4).

Parton-Verteilungsfunktionen $f_{q/\gamma}(x, \mu^2)$ geben die Wahrscheinlichkeit an, ein Parton mit Impulsanteil x am Gesamtimpuls des Photons zu finden, wobei μ eine Skalenvariable ist. Hier ist μ gleich der Leptoquark-Masse M_{LQ} . In der vorliegenden Analyse wurde für die Berechnung des Wirkungsquerschnittes die GRV-Parametrisierung [19] verwendet. In PYTHIA können auch andere Parametrisierungen gewählt werden, wie z.B. SaS-1D [20]. Den Wirkungsquerschnitt erhält man dann durch Ausführung des folgenden Integrals:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow LQ + X) = \frac{\lambda^2 \pi}{2s} \int_{M_{LQ}^2/s}^1 \frac{dz}{z} f_{\gamma/e}(z) f_{q/\gamma}(M_{LQ}^2/(zs), M_{LQ}^2). \quad (3)$$

Dabei ist λ die Kopplungskonstante für die Wechselwirkung zwischen Leptoquark (LQ), Lepton und Quark. In Tab. 3 werden die mit SaS-1D- und GRV-Parametrisierung berechneten Wirkungsquerschnitte verglichen. Es wurden je 3000 Ereignisse erzeugt und die Kopplungskonstante $\lambda = \sqrt{4\pi\alpha_{em}}$ verwendet. Die Unterschiede in den Ergebnissen sind gering.

4.2 ERATO-LQ

Wie bereits im vorangehenden Abschnitt erwähnt, ist die Simulation der Signalereignisse mit PYTHIA nicht zufriedenstellend, da nur skalare Leptoquarks einer einzigen Ladung erzeugt werden. Deshalb wurde für die in der vorliegenden Arbeit beschriebene Analyse der Monte-Carlo-Generator **ERATO-LQ** [21] als Hauptprogramm verwendet.

$$\lambda^2 = 4\pi\alpha_{em} k$$

$$k=1 \Rightarrow \lambda^2 = 4\pi\alpha$$

$$\lambda = 0.3$$

	M [GeV/ c^2]	80	100	120	140	160	170	180
SaS-1D	σ_{tot} [pb]	2.75	1.31	0.63	0.32	0.15	0.09	0.05
GRV	σ_{tot} [pb]	2.78	1.29	0.66	0.31	0.14	0.08	0.05

Tabelle 3: Vergleich der mit PYTHIA berechneten Wirkungsquerschnitte für die Produktion einzelner LQ mit zwei verschiedenen Modellen für die Parton-Verteilungsfunktionen. Es wurde $\lambda = \sqrt{4\pi\alpha_{\text{em}}}$ gewählt. PYTHIA wurde bei Konsistenztests für das Hauptprogramm der Analyse, ERATO-LQ, verwendet.

PYTHIA wurde für Konsistenztests benutzt. Grundlage für ERATO-LQ ist das Monte-Carlo-Programm **ERATO** [22], das auf die Simulation von Vier-Fermion-Endzuständen bei e^+e^- -Beschleunigern ab LEP2-Schwerpunktsenergien spezialisiert ist. Alle möglichen Beiträge von einzeln produzierten Leptoquarks zu den Prozessen

$$e^+e^- \rightarrow l^+l^-q\bar{q}$$

und

$$e^+e^- \rightarrow l^+\bar{\nu}_l q\bar{q}$$

sind in ERATO-LQ enthalten, wobei bei der Produktion einzelner LQ ein Lepton l (oder ν) und ein Quark (q oder \bar{q}) vom Zerfall des Leptoquarks stammen, das andere Lepton das Photon abgestrahlt hat und das zweite Quark den Photonrest darstellt. Alle relevanten Feynman-Graphen ohne Schleifen und die für Integrationen benötigten Phasenraum-Abbildungen werden berücksichtigt, ebenso wie Interferenzen mit Standardmodell-Beiträgen. Der Zerfall der Leptoquarks wird exakt behandelt. ERATO-LQ verwendet außerdem ein zusätzliches Programm zur Berechnung des totalen Wirkungsquerschnittes mit der aufgelösten Komponente des Photons.

Für die Reaktion $e^+e^- \rightarrow l^+l^-q\bar{q}$, wobei $l=e$ (bzw. $l=\mu$ oder τ) sind die durch die Leptoquarks beitragenden Feynman-Graphen analog zu den SM-Graphen mit vier Fermionen im Endzustand vom Typ CC22 (bzw. CC11)⁷, wenn man das W-Boson durch ein Leptoquark ersetzt. Diese Graphen werden daher als Typen LQ22 (bzw. LQ11) bezeichnet. Darüber hinaus gibt es noch eine weitere Kategorie, EQ20 genannt, die nur für $l=e$ existiert (s. Abb.2).

Es gibt jeweils neun skalare und vektorielle Leptoquarks, die zu diesen Prozessen beitragen. Sie sind in Tab. 4 zusammen mit ihrer elektromagnetischen Ladung, der dritten Isospinkomponente T_3 und dem Zerfallskanal angegeben. Die verwendete Nomenklatur ist dieselbe wie in der Lagrange-Dichte des BRW-Modells, bis auf die Tatsache, daß als Index die Helizität des Leptons vom LQ-Zerfall angegeben wurde.

⁷Für die Nomenklatur von Feynman-Graphen mit Vier-Fermion-Endzuständen siehe [23].

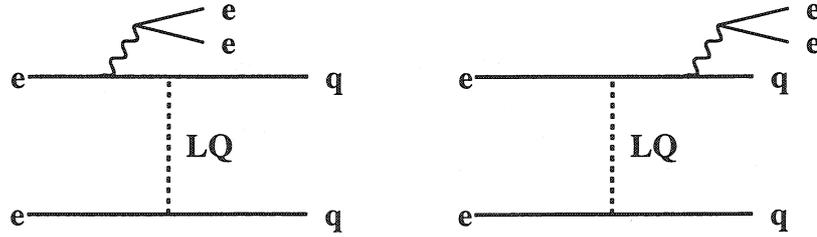


Abbildung 2: Beispiele für Graphen des Typs EQ20, die zur virtuellen Leptoquark-Produktion bei Reaktionen $e^+e^- \rightarrow e^+e^- q\bar{q}$ beitragen.

Zum Prozeß $e^+e^- \rightarrow l^+\bar{\nu}_l q\bar{q}$ tragen die Graphen des Typs LQ20 (bzw. LQ10) bei, wobei man wieder in den SM-Feynman-Graphen der Kategorie CC20 (bzw. CC10) das W-Boson durch ein Leptoquark ersetzen muß. Zur Kategorie LQ20 (bzw. LQ10) gehören nur die Zustände S_{1L} , S_{3L} und U_{1L} , U_{3L} . Darüber hinaus gibt es, wieder nur für LQ der ersten Generation, Graphen des Typs EQ10 (bzw. EQ6), zu denen die Zustände S_{3L} und U_{3L} (bzw. R_{2R} , V_{2R}) beitragen.

In ERATO-LQ wird Bremsstrahlung im Anfangszustand berücksichtigt. Das Programm ist daher generell dazu geeignet, sowohl die einzelne als auch die paarweise Produktion von Leptoquarks der drei Generationen in e^+e^- -Wechselwirkungen zu simulieren. In der vorliegenden Arbeit beschränkt sich die Anwendung des Programms auf die Produktion von einzelnen Leptoquarks der ersten Generation, da man aufgrund der Annahme der diagonalen Kopplungen im BRW-Modell bei LEP nur LQ der ersten Generation produzieren kann.

Obwohl Leptoquarks in vielen Graphen vorkommen, liefern nur wenige einen nennenswerten Beitrag zur Berechnung des Wirkungsquerschnittes. Dies hängt von den LQ-Parametern, wie z.B. der Masse M_{LQ} oder der Yukawa-Kopplung λ ab. Wichtig für die Simulation der Fragmentation ist vor allem die Breite Γ_J des Leptoquarks, die durch folgenden Ausdruck gegeben ist:

$$\Gamma_J = f_J \frac{M_{LQ}}{8\pi} \sum_{i=1}^N \lambda_i^2$$

wobei J der Spin des Teilchen ist, $f_0 = \frac{1}{2}$, $f_1 = \frac{1}{3}$ und $N = 1$ oder 2 (je nach Anzahl der möglichen Zerfallskanäle). Für eine Masse in der Größenordnung von 200 GeV, erhält man eine Breite von nur mehreren hundert MeV. Wäre die Breite ungefähr gleich der typischen QCD-Skala Λ_{QCD} , so müßte man das Leptoquark als langlebig behandeln. Dann würde der String für die Fragmentation zwischen dem Leptoquark und dem Photonrest gespannt, d.h. die Fragmentation würde vor dem Zerfall des LQ erfolgen. Bei den hier auftretenden Breiten kann man das LQ jedoch als kurzlebig betrachten, d.h. die Fragmentation beginnt nach dem Zerfall des LQ: Der String wird zwischen dem Quark vom LQ-Zerfall und dem Photonrest gespannt.

Skalare Leptoquarks			
Prozeß	Ladung	Isospin T_3	Zustand/Zerfall
1	-1/3	0	$S_{1L} \rightarrow ue_L, d\nu_L$
2	-1/3	0	$S_{1R} \rightarrow ue_R$
3	-4/3	0	$\tilde{S}_{1R} \rightarrow de_R$
4	-4/3	1	$S_{3L} \rightarrow de_L$
5	-1/3	0	$S_{3L} \rightarrow ue_L, d\nu_L$
6	-5/3	1/2	$R_{2L} \rightarrow \bar{u}e_L$
7	-5/3	1/2	$R_{2R} \rightarrow \bar{u}e_R$
8	-2/3	-1/2	$R_{2R} \rightarrow \bar{d}e_R$
9	-2/3	1/2	$\tilde{R}_{2L} \rightarrow \bar{d}e_L$
Vektor- Leptoquarks			
1	-4/3	1/2	$V_{2L} \rightarrow de_L$
2	-4/3	1/2	$V_{2R} \rightarrow de_R$
3	-1/3	-1/2	$V_{2R} \rightarrow ue_R$
4	-1/3	1/2	$\tilde{V}_{2L} \rightarrow ue_L$
5	-2/3	0	$U_{1L} \rightarrow \bar{d}e_L, \bar{u}\nu_L$
6	-2/3	0	$U_{1R} \rightarrow \bar{d}e_R$
7	-5/3	0	$\tilde{U}_{1R} \rightarrow \bar{u}e_R$
8	-5/3	1	$U_{3L} \rightarrow \bar{u}e_L$
9	-2/3	0	$U_{3L} \rightarrow \bar{d}e_L, \bar{u}\nu_L$

Tabelle 4: Die zum Prozeß $e^+e^- \rightarrow l^+l^- q\bar{q}$ beitragenden insgesamt 18 Leptoquark-Zustände, die von ERATO-LQ simuliert werden. Die Nomenklatur entspricht derjenigen für die Zustände in der Lagrange-Dichte des BRW-Modells, bis auf die Indizes L und R, die die Helizität des Leptons vom LQ-Zerfall angeben.

Für die erste Generation ist ab $M_{LQ} \geq \sqrt{s}/2$ (\sqrt{s} ist die e^+e^- -Schwerpunkts-energie) die Produktion einzelner Leptoquarks dominant. Sie erfolgt über die in Abb. 3 dargestellten t-Kanal-Graphen:

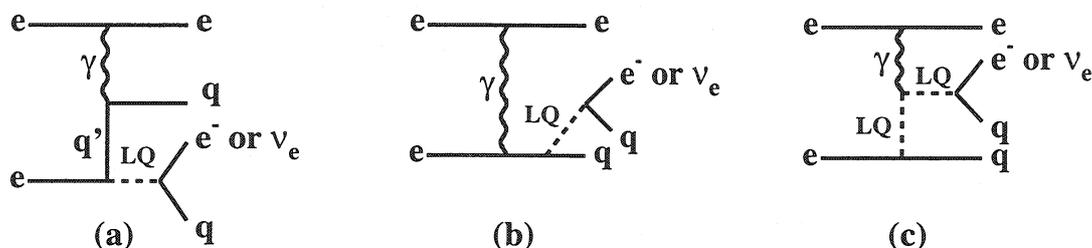


Abbildung 3: Hauptgraphen für die Produktion von einzelnen Leptoquarks im t-Kanal.

In ERATO-LQ werden zur Berechnung des Wirkungsquerschnittes zwei verschiedene Methoden von den Autoren als Konsistenztests angewandt: Die Weizsäcker-Williams-Näherung (s. Absch. 4.1) bzw. eine LL-Strukturfunktion bis zur Ordnung $\mathcal{O}(\alpha^2)$ (LL=leading log, also führender Logarithmus) [24]. Die Energieverteilung des Strahleptons ist in der LL-Näherung durch den folgenden Ausdruck gegeben, wobei man annimmt, daß die Photonen parallel zur Strahlachse abgestrahlt werden:

$$\Phi(x) = \frac{\exp(-\zeta\gamma_E + 3\alpha_{em}L/4\pi)}{\Gamma(1+\zeta)} \zeta(1-x)^{\zeta-1} - \frac{\alpha_{em}}{2\pi}(1+x)L$$

$$- \frac{\alpha_{em}^2}{8\pi^2} \left[\frac{1+3x^2}{1-x} \log x + 4(1+x) \log(1-x) + 5+x \right] L^2,$$

$$\zeta = \frac{\alpha_{em}}{\pi}(L-1)$$

$$L = \log\left(\frac{Q^2}{m_e^2}\right)$$

mit

- α_{em} : elektromagnetische Kopplungskonstante
- m_e : Masse des Elektrons
- x : Energie des Leptons nach Emission des Photons in Einheiten der Strahlenergie
- γ_E : Euler'sche Konstante
- Q^2 : für den Prozeß typische Energieskala

Die Wirkungsquerschnitte, die man mit den beiden Näherungen erhält, stimmen innerhalb von 10% miteinander überein [21]. Wie man außerdem in Abb. 3(a) sieht, gibt es für diesen Feynman-Graphen eine Singularität im Quark-Propagator, auf die bei der Integration zu achten ist. Auch hierfür wurde die LL-Näherung verwendet. Die Ergebnisse stimmen innerhalb einiger Prozente mit den Wirkungsquerschnitten überein, bei denen

man die Quark-Massen berücksichtigt. Auf den Unterschied zwischen perturbativer Näherung und Verwendung von Photon-Strukturfunktionen wird im nächsten Kapitel beim Vergleich von ERATO-LQ und PYTHIA näher eingegangen.

Zu Beginn der hier beschriebenen Analyse war das von Costas Papadopoulos aus dem Vier-Fermion-Programm ERATO entwickelte ERATO-LQ relativ neu und mußte zunächst zufriedenstellend funktionieren und auf Konsistenz geprüft werden. Dies nahm einige Zeit in Anspruch. ERATO-LQ lieferte nur den totalen Wirkungsquerschnitt und die Vierervektoren der Zerfallsprodukte des Leptoquarks. Um die Analyse bei OPAL durchzuführen, mußte ERATO-LQ für die vollständige Erzeugung von Ereignissen erweitert und angepaßt werden. All dies war ein wichtiger Bestandteil der vorliegenden Arbeit und wird in den nächsten Abschnitten beschrieben.

4.2.1 Funktionsweise von ERATO-LQ

Eingabe

Der Benutzer muß ERATO-LQ viele verschiedene Eingabeparameter angeben. Einige davon sind allgemeine Standardmodellgrößen wie z.B. die Masse des Z^0 - oder des W-Bosons. Andere beziehen sich auf die Eigenschaften der Leptoquarks wie z.B. ob skalare oder vektorielle Leptoquarks erzeugt werden sollen. Schließlich gibt es noch allgemeine Parameter, wie die Anzahl der zu erzeugenden Ereignisse. Eine typische Eingabedatei sieht wie folgt aus:

-
- 1.) 7,6,0,1
 - 2.) 2
 - 3.) 1
 - 4.) 128.07 0.2310309 91.1888 2.4974 80.23 2.033
 - 5.) 1
 - 6.) -1. 1.
 - 7.) 189.
 - 8.) 2000000
 - 9.) 120. 1.
 - 10.) 12100.
 - 11.) 2000
 - 12.) 1
 - 13.) 4000 6000 10000 15000 20000 30000 120000 250000 500001
 - 14.) 110.
 - 15.) 1. 0. 1. 0. 0. 0.
 - 16.) 1
-

zu 1.) Es wird der Prozeß `ichoic=6` (vgl. Tab. 4) für Vektor-Leptoquarks ausgewählt

(iscalar=0 und ivector=1). Die erste Variable mit Wert sieben kann eigentlich nur die Werte fünf oder sechs annehmen und präzisiert die Flavor des Quarks vom Zerfall des Leptoquarks (ipro=5: Up, ipro=6: Down). Da bei Angabe von ichoice für den Prozeß auch die Ladung und somit die Quarkflavor feststehen, wird ipro vom Programm selbst auf den richtigen Wert gesetzt, wenn man ipro=7 angibt.

zu 3.) isr=1 sorgt dafür, daß im Anfangszustand (d.h. e^+e^-) ein Photon abgestrahlt wird, was für die Produktion einzelner LQ natürlich unerlässlich ist. Ansonsten kann es keine Elektron-Photon-Streuung geben.

zu 4.) Hier werden Standardmodell-Parameter in der folgenden Reihenfolge angegeben: elektromagnetische Kopplungskonstante α_{em} , $\sin^2 \theta_W$, Z^0 -Masse, Z^0 -Breite, W-Masse und W-Breite.

zu 6.) Minimum bzw. Maximum für $\cos \theta$

zu 7.) e^+e^- -Schwerpunktsenergie

zu 8.) Anzahl der zu simulierenden Ereignisse

zu 9.) Masse und Breite des Leptoquarks

zu 15.) Diese Werte stehen im Zusammenhang mit der Kinematik des Endzustands und beziehen sich auf die folgenden Variablen: minimaler Winkel zwischen Leptonimpuls und Strahlrichtung (clmax), minimaler Winkel zwischen höchstenergetischem Jet und Strahl (cjmax), minimale Leptonenergie (eelmin), minimale Energie des höchstenergetischen Jets (ejmin), minimaler Winkelabstand zwischen Lepton und höchstenergetischem Jet (c4mas), minimale invariante Masse des Zwei-Jet-Systems (cmas).

Die nicht erläuterten Eingabeparameter (2., 5. und 10. bis 14.) sind für den richtigen Ablauf des Programms wichtig (z.B. bei der Berechnung des Wirkungsquerschnitts), besitzen jedoch keine „anschauliche“ Bedeutung. Sie wurden auf Werte gesetzt, die von C. Papadopoulos empfohlen wurden.

Ausgabe

Es werden zwei verschiedene totale Wirkungsquerschnitte berechnet:

$\sigma_{on-shell}$

Hierbei wird die „on-shell“-Leptoquark-Produktion betrachtet (d.h. die invariante Masse des Leptons und Quarks ist immer genau gleich der eingegebenen LQ-Masse). Sie wird hier als Prozeß mit jeweils zwei Teilchen im Anfangs- und Endzustand behandelt. Dies ermöglicht die vollständige Integration und liefert eine analytische Form für das Ergebnis:

$$\sigma_{on-shell} = \sigma(e^+e^- \rightarrow e^- \bar{q} LQ) = \int dx f_{\gamma/e}(x) \sigma(\gamma e^+ \rightarrow LQ \bar{q})$$

wobei $f_{\gamma/e}$ die Weizsäcker-Williams-Näherung ist. Der Ausdruck für $\sigma(\gamma e^+ \rightarrow LQ \bar{q})$ kann in [25] nachgelesen werden.

σ_{exact}

Es werden keine Näherungen angewandt, der Endzustand wird als exaktes Drei-Körper-Problem behandelt:

$$\sigma_{exact} = \sigma(e^+e^- \rightarrow e^- q \bar{q}) = \int dx f_{\gamma/e}(x) \sigma(\gamma e^+ \rightarrow q \bar{q})$$

$\sqrt{s_{ee}} = 172 \text{ GeV}$						
$M_{LQ} [\text{GeV}/c^2]$	60	80	100	120	140	160
$\sigma_{\text{theory}} [\text{pb}]$	5.7	2.5	1.2	0.59	0.27	0.07
$\sigma_{\text{ERATO}} [\text{pb}]$	5.3	2.4	1.1	0.56	0.26	0.06
$\sqrt{s_{ee}} = 183 \text{ GeV}$						
$\sigma_{\text{theory}} [\text{pb}]$	5.9	2.7	1.3	0.68	0.34	0.14
$\sigma_{\text{ERATO}} [\text{pb}]$	5.7	2.6	1.3	0.65	0.32	0.12

Tabelle 5: Vergleich der beiden Wirkungsquerschnitte, die von ERATO-LQ berechnet werden für zwei e^+e^- -Schwerpunktsenergien und sechs verschiedene Leptoquark-Massen.

Im folgenden (z.B. beim Vergleich von ERATO-LQ mit PYTHIA) ist mit σ_{ERATO} immer dieser exakte Wirkungsquerschnitt gemeint.

In Tab. 5 werden diese beiden Wirkungsquerschnitte für zwei verschiedene e^+e^- -Schwerpunktsenergien von 172 bzw. 183 GeV für jeweils sechs verschiedene Leptoquark-Massen verglichen. Wenn man für das Leptoquark eine Breite wählt, die gegen die LQ-Masse sehr klein ist, so erwartet man keinen großen Unterschied zwischen beiden Rechnungen. In der Tabelle sieht man, daß $\sigma_{\text{exact}} (= \sigma_{\text{ERATO}})$ stets kleinere Werte liefert als die on-shell Berechnung. Die Unterschiede werden jedoch mit steigender Masse geringer. Die on-shell Berechnung wird in ERATO-LQ zur Überprüfung der komplexeren exakten Rechnung verwendet.

ERATO-LQ gibt außerdem diverse *Viererimpulse* aus, von denen die wichtigsten die der drei Teilchen im Endzustand sind: Lepton und Quark vom Leptoquark-Zerfall und Photonrest. Die Energie des Leptons nach Abstrahlung des Photons kann der Benutzer aus weiteren Viererimpulsen selbst berechnen. Dazu sei erwähnt, daß das Photon in ERATO-LQ immer vom Elektron abgestrahlt wird, während stets das Positron mit einem Quark aus dem Photon wechselwirkt.

4.2.2 Erweiterung von ERATO-LQ

Als erster Schritt wurde eine **Symmetrisierung** vorgenommen. Es wurde dafür gesorgt, daß das Photon im Mittel genauso oft vom Elektron wie vom Positron abgestrahlt wurde. Dazu wurde ein Zufallszahlgenerator aus der CERN-Programmbibliothek verwendet, der Zahlen zwischen 0 und 1 gleichverteilt erzeugt. War die Zahl größer 0.5, so wurde das Photon vom Elektron abgestrahlt, bei Werten unter 0.5 vom Positron. Dazu mußte lediglich darauf geachtet werden, daß die P_z -Komponente im von ERATO-LQ simulierten Viererimpuls das richtige Vorzeichen hatte und im Fall des Positrons entsprechend verändert werden.

Anschließend konnte dazu übergegangen werden, **vollständige Ereignisse** zu produzieren, die für die Zwecke der Analyse unter anderem mit den echten bei OPAL aufgenomme-

nen Daten verglichen werden können. Die Quarks müssen fragmentieren und die entstehenden Teilchen soweit instabil weiter zerfallen. Die **Fragmentierung** sowie der weitere Zerfall der Teilchen wurde mit JETSET durchgeführt. Dazu muß man die Viererimpulse und die Art der Teilchen im Anfangs- und Endzustand eingeben. Außerdem werden das Quark vom LQ-Zerfall und dasjenige vom Photonrest zu einem String gespannt. Alles übrige wird von JETSET ausgeführt. Ein typisches Ereignis für den Elektron-Quark-Zerfallskanal ist in Tab. 6 zu sehen. Für den Neutrino-Quark-Kanal geht man analog vor: Das Lepton aus dem LQ-Zerfall ist nun ungeladen und die beiden Quarks sind nicht gleichen Typs, damit die Ladungserhaltung gewährleistet ist. Ein Beispiel ist in Tab. 7 aufgelistet.

Als letzter Schritt wurde der OPAL-Detektor simuliert (s. Kap. 8.2 für Details). Dafür müssen die von JETSET produzierten Vierervektoren in einem speziellen Format gespeichert werden. Die hierfür notwendigen Routinen gehören zur allgemein verwendbaren Programmbibliothek von OPAL, ebenso wie das Programm GROPE++ [26], mit dem Ereignisse nach der Simulation des Detektors und echte Ereignisse graphisch dargestellt werden können. Die Abb. 4 bis 7 zeigen einige Beispiele. In Abb. 4 bzw. 5 kann man Ereignisse sehen, bei denen ein skalares bzw. vektorielles Leptoquark in ein Elektron und ein Quark zerfällt. Das linke, größte Bild zeigt die x,y-Ebene. Im rechten oberen Bild ist das Ereignis in der Ebene der Thrust-Achse (s. S. 46 für die Definition des Thrusts) zu sehen, während das rechte untere Bild die Ebene senkrecht zur Thrust-Achse zeigt. Die schwarzen gestrichelten Linien deuten die verschiedenen Detektorkomponenten an, während die bunten Vierecke die Antworten der Detektorkomponenten darstellen. Ihre Höhe ist proportional zur Energie. Die gelben Vierecke zeigen die Messung im elektromagnetischen Kalorimeter (ECAL), diejenigen in pink gehören zum hadronischen Kalorimeter (HCAL), die Grünen zum Presampler. Die blaugrünen Linien stellen die Teilchenspuren dar, so wie sie von ROPE (s. 8.2) rekonstruiert wurden. Man erkennt deutlich das isolierte Elektron, das seine gesamte Energie im ECAL abgibt, sowie den hadronischen Jet, der Energie sowohl im ECAL als auch im HCAL abgibt. Im rechten oberen Bild von Abb. 4 erkennt man, daß die Jets nicht "back-to-back" sind. Dies ist auf den Boost im Photon-Elektron-Anfangssystem zurückzuführen: die Wechselwirkung findet nicht im Schwerpunktsystem statt.

Die Abb. 6 bzw. 7 zeigen Ereignisse, bei denen ein skalares bzw. vektorielles Leptoquark im Neutrino-Quark-Kanal zerfällt. Wieder erkennt man deutlich den hadronischen Jet, der nur durch fehlende Energie ausbalanciert wird.

	Teilchen	K(I,2)	K(I,3)	P(I,1)	P(I,2)	P(I,3)	P(I,4)
1	e^+	-11	0	31.24	10.53	-85.81	91.93
2	e^-	11	0	0.00	0.00	30.02	30.02
3	u A	2	0	-31.36	-10.60	43.03	54.29
4	\bar{u} V	-2	0	0.12	0.07	12.75	12.76
5	String	92	4003	-31.24	-10.53	55.79	67.03
6	ρ^0	113	5	-8.74	-2.53	12.10	15.16
7	K^+	321	5	-3.50	-1.60	5.82	7.00
8	\bar{K}^{0*}	-313	5	-10.09	-3.26	13.26	17.00
9	a_0^-	-10211	5	-1.24	-0.71	2.91	3.40
10	π^+	211	5	-5.68	-2.13	8.03	10.07
11	ρ^-	-213	5	-1.43	-0.076	2.26	2.80
12	ρ^+	213	5	-0.91	-0.66	5.60	5.76
13	ρ^-	-213	5	0.35	0.45	5.80	5.87
14	π^+	211	6	-2.44	-1.05	3.44	4.35
15	π^-	-211	6	-6.29	-1.48	8.66	10.81
16	K^-	-321	8	-4.52	-1.53	5.61	7.38
17	π^+	211	8	-5.57	-1.74	7.66	9.63
18	η	221	9	-0.27	-0.40	1.19	1.39
19	π^-	-211	9	-0.96	-0.31	1.72	2.00
20	π^-	-211	11	-1.10	-0.15	2.14	2.42
21	π^0	111	11	-0.32	0.08	0.12	0.38
22	π^+	211	12	-0.22	-0.12	2.95	2.96
23	π^0	111	12	-0.70	-0.55	2.65	2.80
24	π^-	-211	13	0.23	-0.11	2.03	2.05
25	π^0	111	13	0.12	0.56	3.77	3.82
26	γ	22	18	-0.38	-0.42	1.14	1.27
27	γ	22	18	0.11	0.02	0.05	0.12
28	γ	22	21	-0.14	-0.02	0.09	0.17
29	γ	22	21	-0.18	0.10	0.03	0.21
30	γ	22	23	-0.64	-0.53	2.55	2.68
31	γ	22	23	-0.055	-0.02	0.10	0.12
32	γ	22	25	-0.01	0.29	1.67	1.70
33	γ	22	25	0.12	0.27	2.09	2.11

Tabelle 6: Beispiel für ein vollständiges mit ERATO-LQ und JETSET erzeugtes Ereignis im Elektron-Quark-Kanal (Vektor-LQ, $M_{LQ} = 60 \text{ GeV}/c^2$, Prozeß 7). Dabei ist K(I, 2) der PDG-Code, K(I, 3) die Zeilennummer des Elternteilchens, P(I, 1) die P_x -, P(I, 2) die P_y -, P(I, 3) die P_z -Komponente und P(I, 4) die Energie des Teilchens.

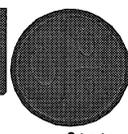
Teilchen	K(I,2)	K(I,3)	P(I,1)	P(I,2)	P(I,3)	P(I,4)
1 ν_e	12	0	-35.29873	26.38797	78.01773	89.60519
2 e^+	-11	0	.00000	.00000	-43.20444	43.20444
3 \bar{u} A	-2	0	26.08022	-20.31315	-25.60444	41.813744
4 d V	1	0	9.21850	-6.07482	-9.20885	14.376614
5 String	92	4003	35.29872	-26.38797	-34.81328	56.190364
6 ω	223	5	12.72066	-9.12048	-12.51932	20.058494
7 ρ^-	-213	5	22.57806	-17.26749	-22.29396	36.131874
8 π^+	211	6	7.60254	-5.47618	-7.71661	12.138894
9 π^-	-211	6	3.40967	-2.56744	-3.15078	5.307024
10 π^0	111	6	1.70846	-1.07686	-1.65194	2.612584
11 π^-	-211	7	16.22020	-12.12367	-16.14967	25.901934
12 π^0	111	7	6.35785	-5.14382	-6.14428	10.229944
13 γ	22	10	1.37595	-.91112	-1.29968	2.10061 4
14 γ	22	10	.33251	-.16574	-.35226	.511974
15 γ	22	12	5.51829	-4.43275	-5.26868	8.823824
16 γ	22	12	.83956	-.71107	-.87560	1.40612

Tabelle 7: Beispiel für ein vollständiges mit ERATO-LQ und JETSET erzeugtes Ereignis im Neutrino-Quark-Kanal (Vektor-LQ, $M_{LQ} = 120 \text{ GeV}/c^2$, Prozeß 9). Dabei ist K(I, 2) der PDG-Code, K(I, 3) die Zeilennummer des Elternteilchens, P(I, 1) die P_x -, P(I, 2) die P_y -, P(I, 3) die P_z -Komponente und P(I, 4) die Energie des Teilchens.

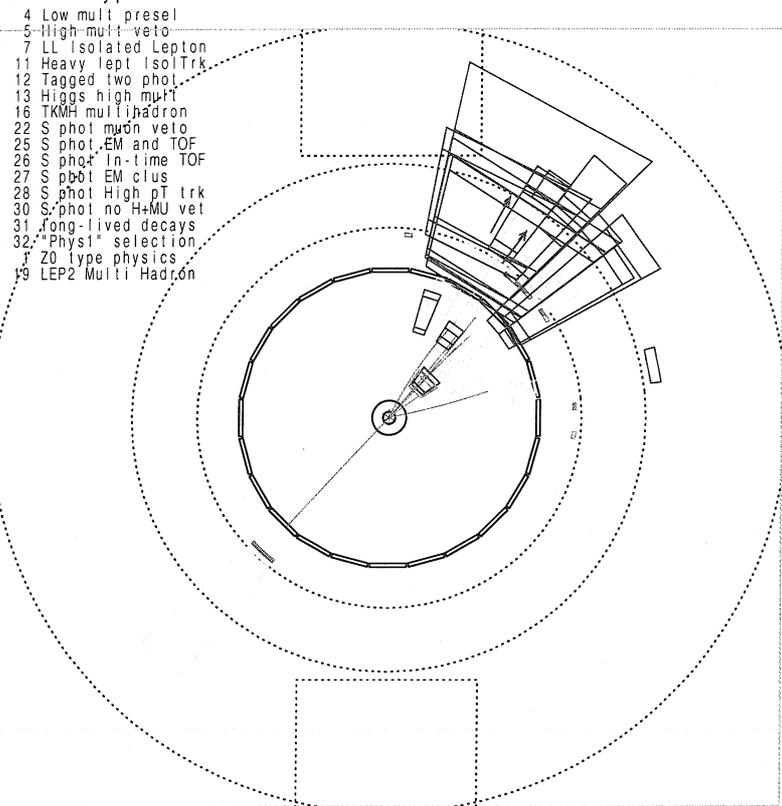
```

Run event 2752   18   Date 991202 Time 4459 Ctrk(N= 9 Sum= 71.1) Ecal(N= 20 SumE= 96.5) Hcal(N=16 SumE= 30.3)
Ebeam 94.499 Evis 110.5 Emiss 78.5 Vtx ( -02. 11. 73) Muon(N= 2) Sec Vtx(N= 0) Fdet(N= 1 SumE= 2.7)
Bz=4.350 Bunchlet 1/1 Thrust= 9659 Aplan= 0008 Oblat= 1157 Scher= 0522

```



Event type bits



Status	Det	Tr
CV	3	3
CJ	3	3
CZ	3	3
TB	3	3
PB	3	3
PE	3	3
PT	3	3
HT	3	3
HST	3	3
HPH	3	3
MB	3	3
ME	3	3
FD	3	3
SI	3	3
SW	0	0

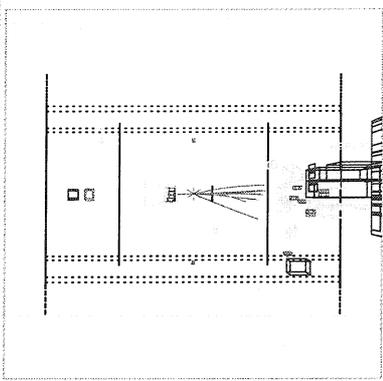
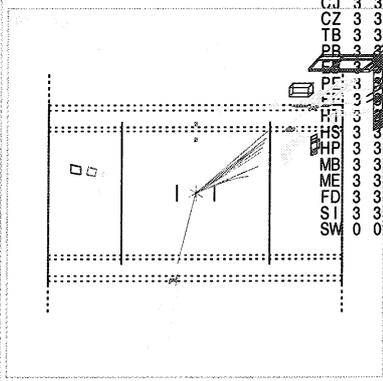
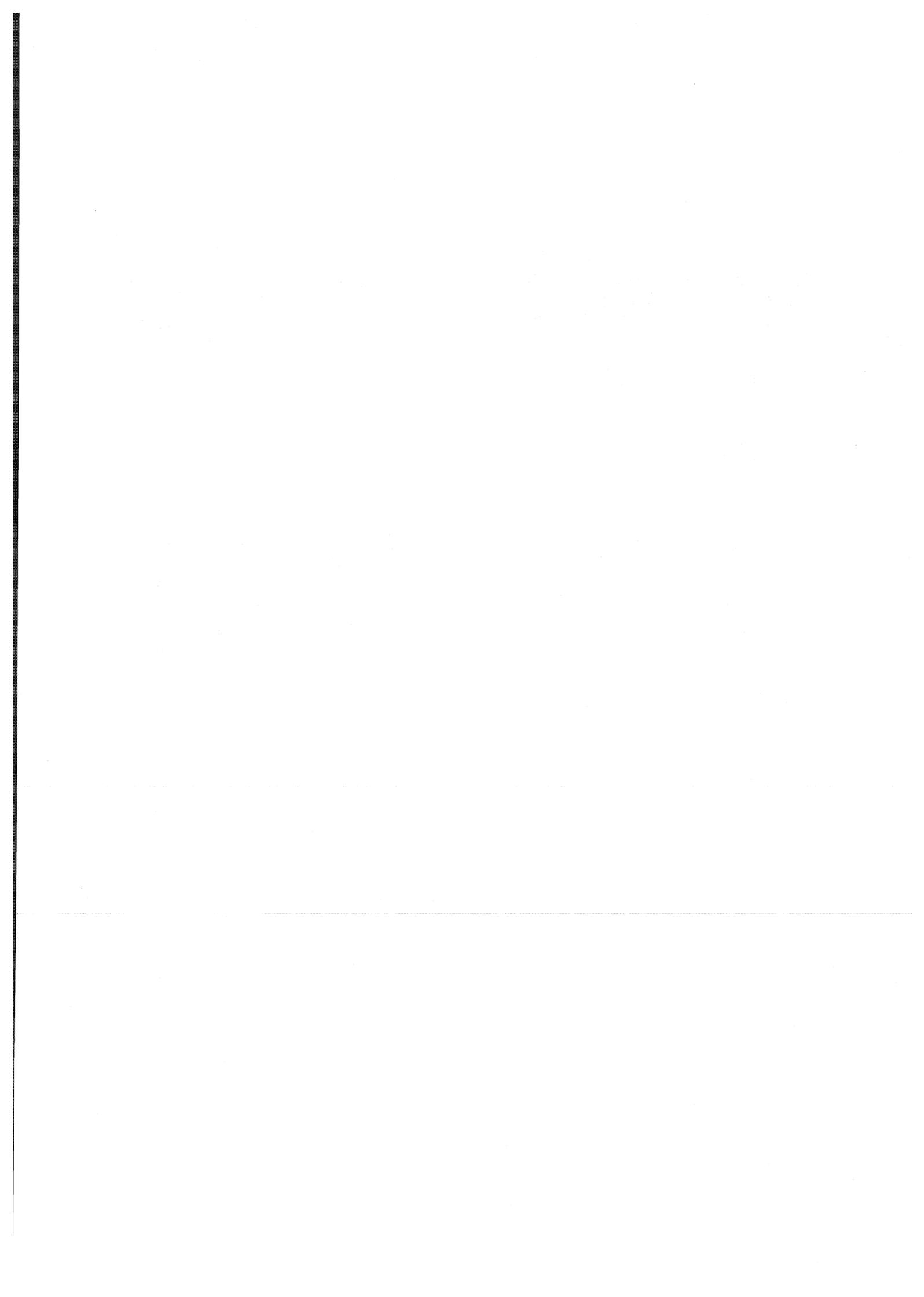


Abbildung 4: Skalares Leptoquark, das in ein Elektron und ein Quark zerfällt. Die e^+e^- -Schwerpunktsenergie beträgt 189 GeV. Man sieht das Ereignis in verschiedenen Ebenen. Die Antworten des Detektors und die Teilchenspuren sind dargestellt. Zur genaueren Erläuterung der Bilder s. Text.



```

Run: event 2752: 33 Date 991205 Time 24902 Ctrk(N= 17 Sump= 27.0) Ecal(N= 13 SumE=119.6) Hcal(N= 7 SumE= 6.3)
Ebeam 94.499 Evis 36.6 Emiss 152.4 Vtx ( -03. 10. -13) Muon(N= 0) Sec Vtx(N= 0) Fdet(N= 2 SumE= 8.1)
Bz=4.350 Bunchies 1.1 Thrust= 9930 Apian= 0010 Oblat= 0324 Spher= 0083

```



Event type bits

- 4 Low mult presel
- 7 LL-Isolated Lepton
- 8 Singl phot presel
- 12 Tagged two phot
- 13 Higgs high mult
- 24 S phot EM ass TOF
- 25 S phot EM and TOF
- 26 S phot In-time TOF
- 27 S phot EM clus
- 28 S phot High p_T trk
- 30 S phot no H₂MU vet
- 31 long-lived decays
- 32 "Physi" selection
- 1 Z0 type physics

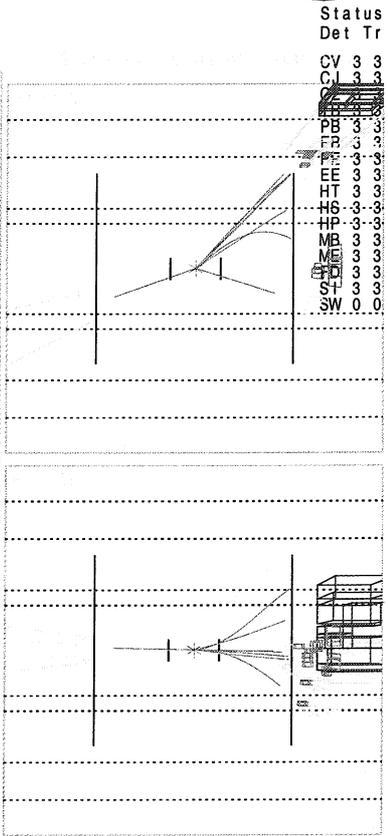
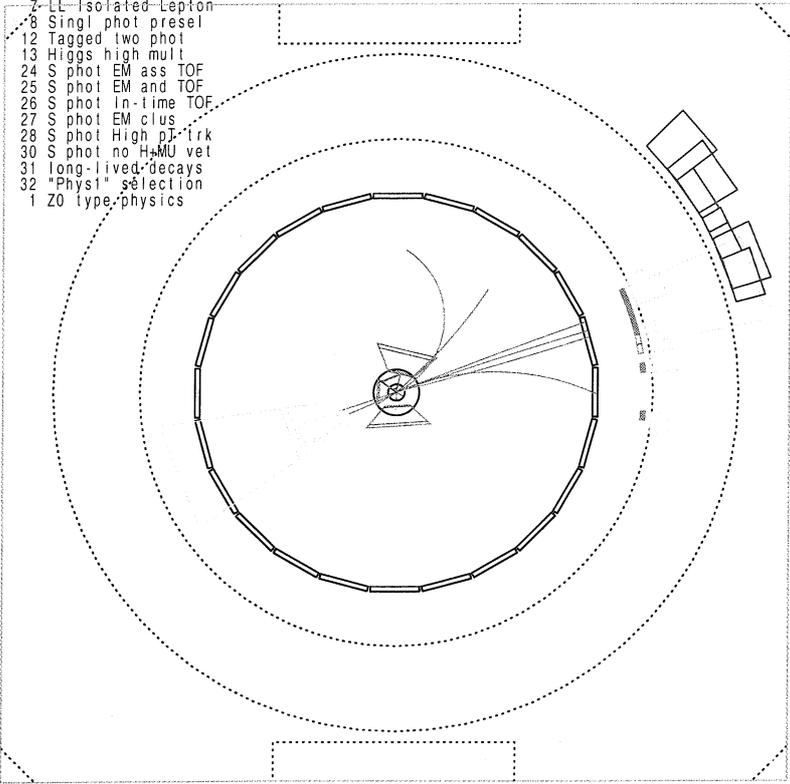


Abbildung 5: Vektor-Leptoquark, das in ein Elektron und ein Quark zerfällt. Die e^+e^- -Schwerpunktenergie beträgt 189 GeV. Man sieht das Ereignis in verschiedenen Ebenen. Die Antworten des Detektors und die Teilchenspuren sind dargestellt. Zur genaueren Erläuterung der Bilder s. Text.

```

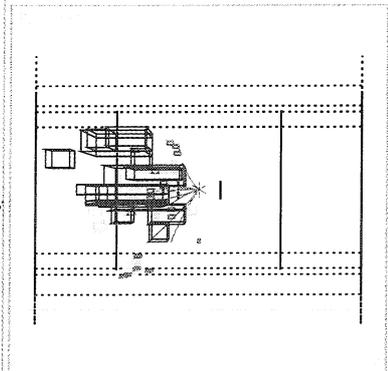
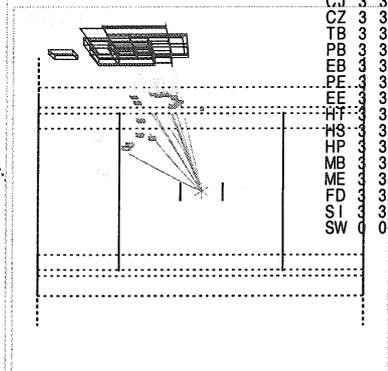
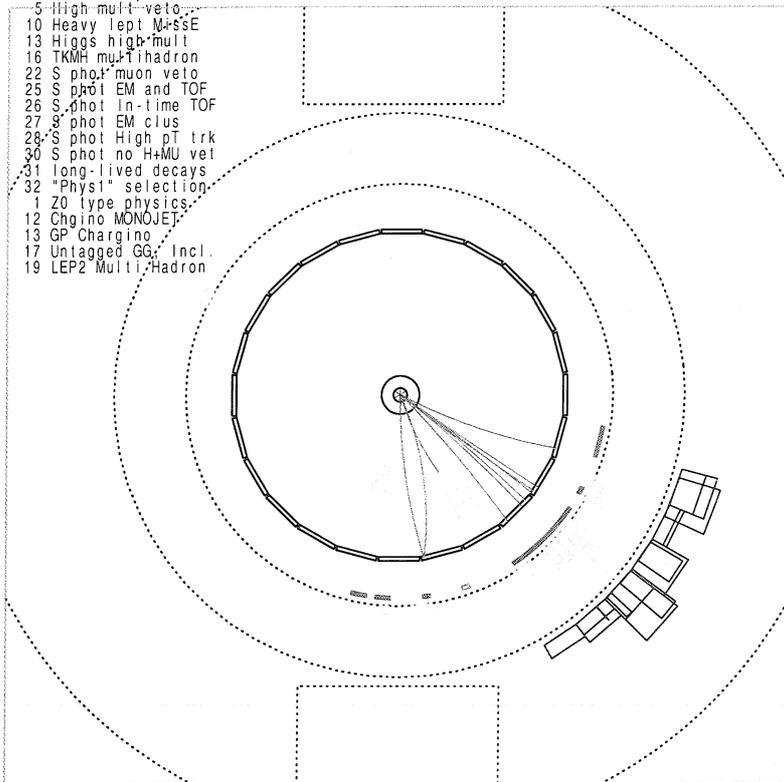
Run event: 2752      6 Date 991208 Time 194630 Clrk(N= 12 Sump= 28.9) Ecal(N= 26 SumE= 37.3) Hcal(N=15 SumE= 19.9)
Ebeam 94.500 Evis 54.9 Emise 134 t Vtx ( - 05, 10, - 24) Muon(N= 0) Sec Vtx(N= 0) Fdet(N= 0 SumE= 0)
Bz=4.350 Bunchlet 1.1 Thrust= .9643 Aplan= .0150 Oblat= .0237 Sphat= .0358

```



Event type bits

- 4 Low mult presel
- 5 High mult veto
- 10 Heavy lept MissE
- 13 Higgs high mult
- 16 TKMH multihadron
- 22 S phot muon veto
- 25 S phot EM and TOF
- 26 S phot in-time TOF
- 27 S phot EM clus
- 28 S phot High pT trk
- 30 S phot no H+MU vet
- 31 long-lived decays
- 32 "Phys1" selection
- 1 Z0 type physics
- 12 Chgino MONOJET
- 13 GP Chargino
- 17 Untagged GG Incl
- 19 LEP2 Multi Hadron



Status	Det	Tr
CV	3	3
CJ	3	3
CZ	3	3
TB	3	3
PB	3	3
EB	3	3
FE	3	3
EE	3	3
HT	3	3
HS	3	3
HP	3	3
MB	3	3
ME	3	3
FD	3	3
SI	3	3
SW	0	0

Abbildung 6: Skalares Leptoquark, das in ein Neutrino und ein Quark zerfällt. Die e^+e^- -Schwerpunktenergie beträgt 189 GeV. Man sieht das Ereignis in verschiedenen Ebenen. Die Antworten des Detektors und die Teilchenspuren sind dargestellt. Zur genaueren Erläuterung der Bilder s. Text.

```

Run: event 2762: 11 Date: 991209 Time: 171454 Ctrk(N= 17) Sump= 21.9) Ecal(N= 23 SumE= 32.6) Hcal(N=10 SumE= 17.2)
Ebeam: 94.499 Ev/s 50.3 Emiss: 138.7 Vtx / -01. 11. 02) Muon(N= 0) Sec Vtx(N= 0) Fdel(N= 0 SumE= 0)
Bz=4.350 Bunchlet: 1/1 Thrust= 9564 ApTan= 0097 Oblat= 0537 Spher= 0243

```

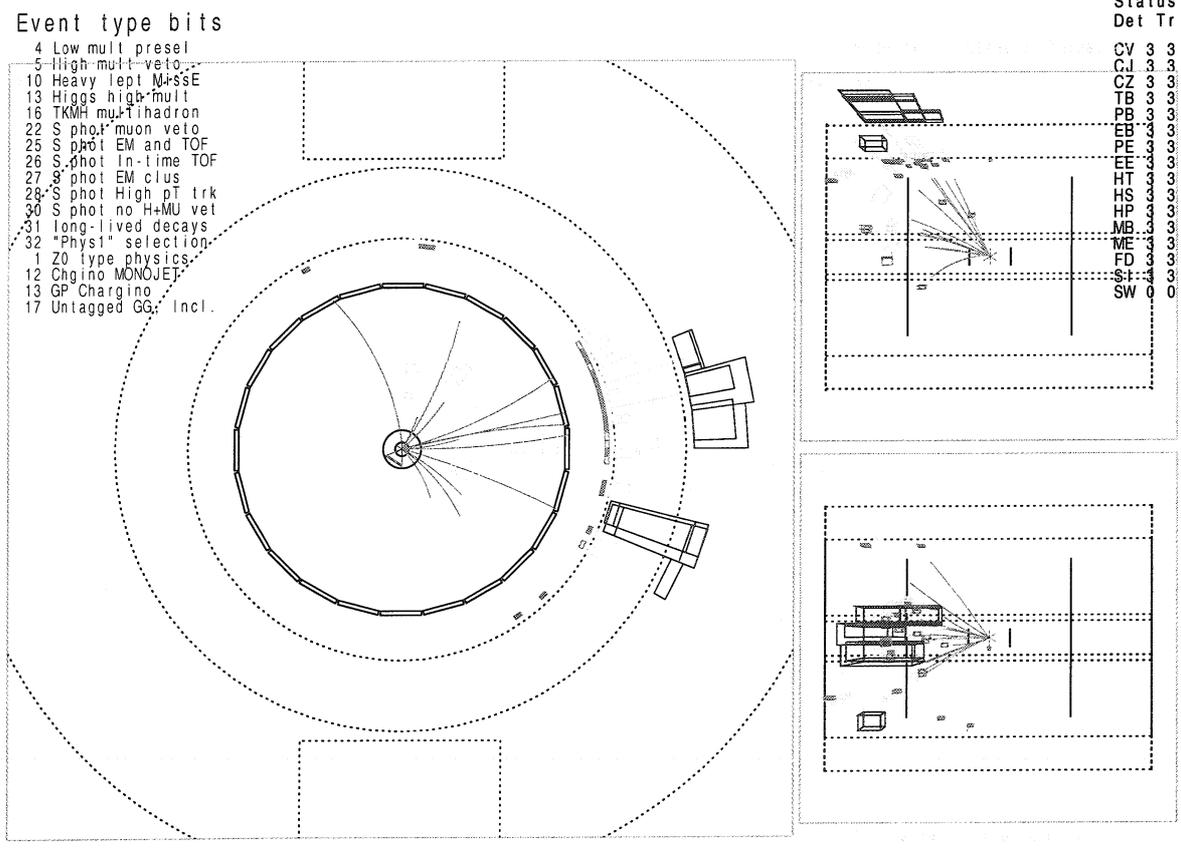


Abbildung 7: Vektor-Leptoquark, das in ein Neutrino und ein Quark zerfällt. Die e^+e^- -Schwerpunktsenergie beträgt 189 GeV. Man sieht das Ereignis in verschiedenen Ebenen. Die Antworten des Detektors und die Teilchenspuren sind dargestellt. Zur genaueren Erläuterung der Bilder s. Text.

4.2.3 Vergleich der Prozesse auf Generatorebene

Wie bereits weiter oben erwähnt, kann ERATO-LQ insgesamt achtzehn verschiedene Prozesse (s. Tab. 4) simulieren, die z.B. aufgrund der Ladung und des Spins des Leptoquarks unterschieden werden. Um die Eigenschaften dieser Prozesse zu vergleichen, wurden jeweils 1000 Ereignisse bei einer Leptoquark-Masse von $120 \text{ GeV}/c^2$ und einer e^+e^- -Schwerpunktsenergie von 189 GeV erzeugt. Anschließend wurde der OPAL-Detektor vollständig simuliert. Die Eigenschaften der Ereignisse, mit denen die achtzehn verschiedenen Prozesse verglichen wurden, kann man in zwei Kategorien einteilen:

1. **Generatorebene:** Die Eigenschaften der "primären" Teilchen, d.h. des wechselwirkenden Photons und Elektrons, des Photonrests und der Teilchen vom Leptoquark-Zerfall werden verwendet. Solche Variablen sind z.B. die Energieverteilung der Photonen oder die Polarwinkelverteilung des Elektrons aus dem Leptoquark-Zerfall.
2. **Rekonstruktionsebene:** Hierbei verwendet man Größen, die das Ereignis nach der Simulation des Detektors sowie Rekonstruktion charakterisieren, wie z.B. die sichtbare Energie, die gesamte invariante Masse oder die Anzahl rekonstruierter Jets.

Elektron-Quark-Zerfallskanal

Die folgenden Abbildungen zeigen für den Elektron-Quark-Zerfallskanal zunächst Variablen auf Generatorebene. Im Anschluß werden allgemeine Variablen, die die Topologie der Ereignisse charakterisieren, dargestellt. Die Verteilungen für eine feste Leptoquark-Ladung werden jeweils in einem Bild gezeigt. Die vier möglichen Ladungen für skalare bzw. vektorielle LQ sind jeweils in einer Abbildung zusammengefaßt: (a) Ladung $\pm 1/3$, (b) Ladung $\pm 5/3$, (c) Ladung $\pm 2/3$ und (d) Ladung $\pm 4/3$. Die Abbildungen dienen vor allem dazu, das relativ neue und unerprobte Monte-Carlo-Programm ERATO-LQ zu testen. Es soll geprüft werden, ob die Eigenschaften der Ereignisse den Erwartungen entsprechen. Dies ist unerlässlich, um bei der späteren Analyse sichere Aussagen treffen zu können.

Eigenschaften des Photons

Bei der Energieverteilung des Photons, das von einem der Strahlelektronen emittiert wird, erwartet man keinen Unterschied zwischen den Verteilungen der verschiedenen Prozesse, weder für Skalar- noch für Vektor-LQ. Dies wurde für alle Prozesse überprüft. Die Verteilungen waren alle konsistent. Faßt man alle Histogramme zusammen, um eine höhere Statistik zu erreichen, so erhält man die in *Abb. 8(a)* gezeigte Kurve: Es wurde ein Polynom 4. Ordnung für die ersten Intervalle, in denen die Verteilung stark ansteigt, verwendet, gefolgt von einer zur Energie E_{PHO} des Photons umgekehrt proportionalen Funktion. Dies ist der charakteristische Verlauf bei Bremsstrahlung und ein guter Test für das Programm. In *Abb. 8(b)* sieht man den Absolutbetrag der z-Komponente des Photons $|P_{z,\text{PHO}}|$: Sie ist bis auf ein Vorzeichen identisch zur Energie. Die anderen beiden Impulskomponenten, $P_{x,\text{PHO}}$ und $P_{y,\text{PHO}}$, sind immer null: Das Photon wird stets parallel zur Strahlachse ausgesandt und ist somit reell.

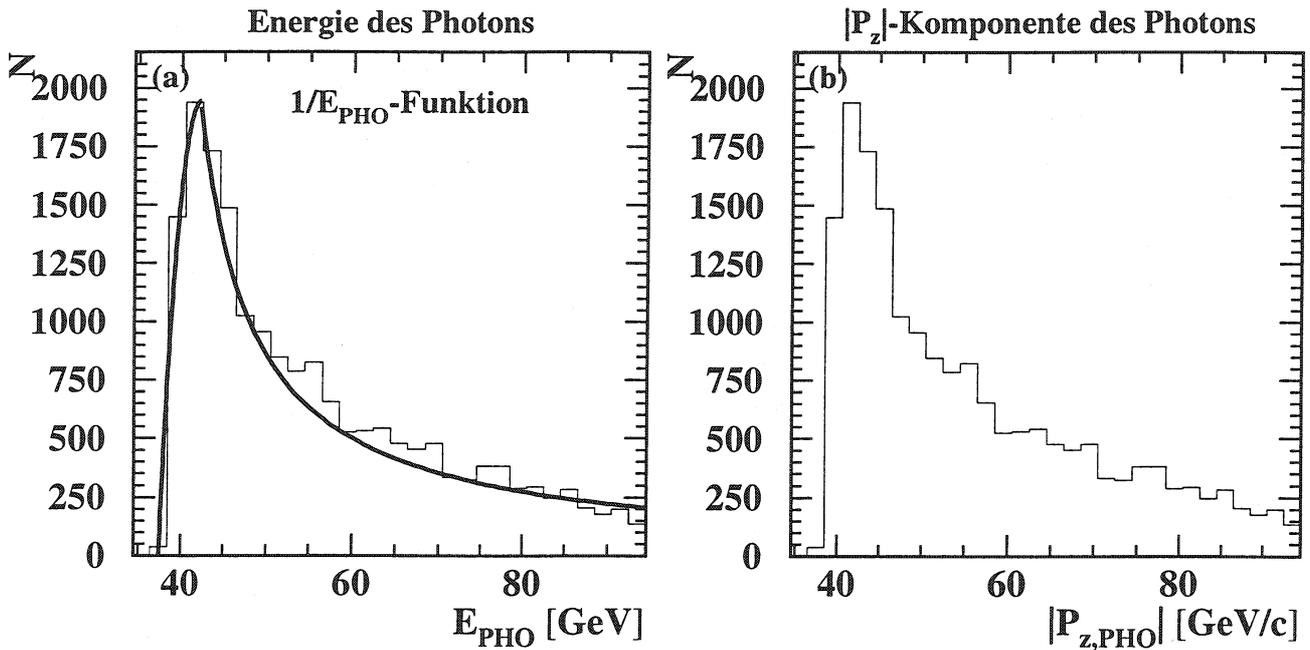


Abbildung 8: Die Verteilungen der insgesamt achtzehn von ERATO-LQ simulierten Prozesse für skalare und vektorielle LQ wurden aufsummiert: (a) Energie E_{PHO} des Photons, (b) Absolutbetrag der z-Komponente $P_{z,\text{PHO}}$ des Photonimpulses. An die Energieverteilung wurden ein Polynom 4. Grades und eine $1/x$ Funktion angepaßt.

Eigenschaften des Elektrons vom Leptoquark-Zerfall

Abb. 9 bis 11:

In diesen Abbildungen sind die Viererimpulscomponenten des Elektrons zu sehen, das beim Zerfall des Leptoquarks entsteht. In Abb. 9 bzw. 10 sieht man die Verteilung der Energie $E_{e,\text{LQ}}$ für skalare bzw. vektorielle Leptoquarks. Zustände gleicher Ladung sind jeweils gemeinsam dargestellt. Es gibt keine signifikanten Unterschiede zwischen den jeweils neun Prozessen mit gleichem Spin. Dies gilt auch für die Impulscomponenten. Deshalb wurden die Verteilungen der verschiedenen Zustände jeweils aufsummiert: Für die skalaren Leptoquarks sind $P_{x,e,\text{LQ}}$, $P_{y,e,\text{LQ}}$ und $P_{z,e,\text{LQ}}$ in Abb. 11(a), (c) und (e) dargestellt. Für die Vektor-Leptoquarks sind die drei Impulscomponenten in Abb. 11(b), (d) und (f) zu sehen. Bei den Verteilungen der Impulscomponenten in x- bzw. y-Richtung gibt es keine Werte über 60 GeV/c (bzw. unter -60 GeV/c), weil das erzeugte Leptoquark eine Masse von 120 GeV/c² hat. Man erwartet für die Zerfallsprodukte eines Teilchens mit Spin 0 bzw. 1 einen unterschiedlichen Verlauf in den Winkelverteilungen und daher auch in den Energie- und Impulsverteilungen. Diese Unterschiede erkennt man gut in Abb. 9 bzw. Abb. 10 und auch in Abb. 11 zwischen den Verteilungen auf der rechten Seite für die Vektor-LQ und denjenigen auf der linken Seite für die skalaren Leptoquarks. Am deutlichsten wird der unterschiedliche Verlauf bei der in Abb. 12 dargestellten $\cos\theta$ -Verteilung, wobei θ der Polarwinkel des Elektrons ist und gemäß $\cos\theta = P_{z,e,\text{LQ}}/P_{e,\text{LQ}}$ berechnet wird.

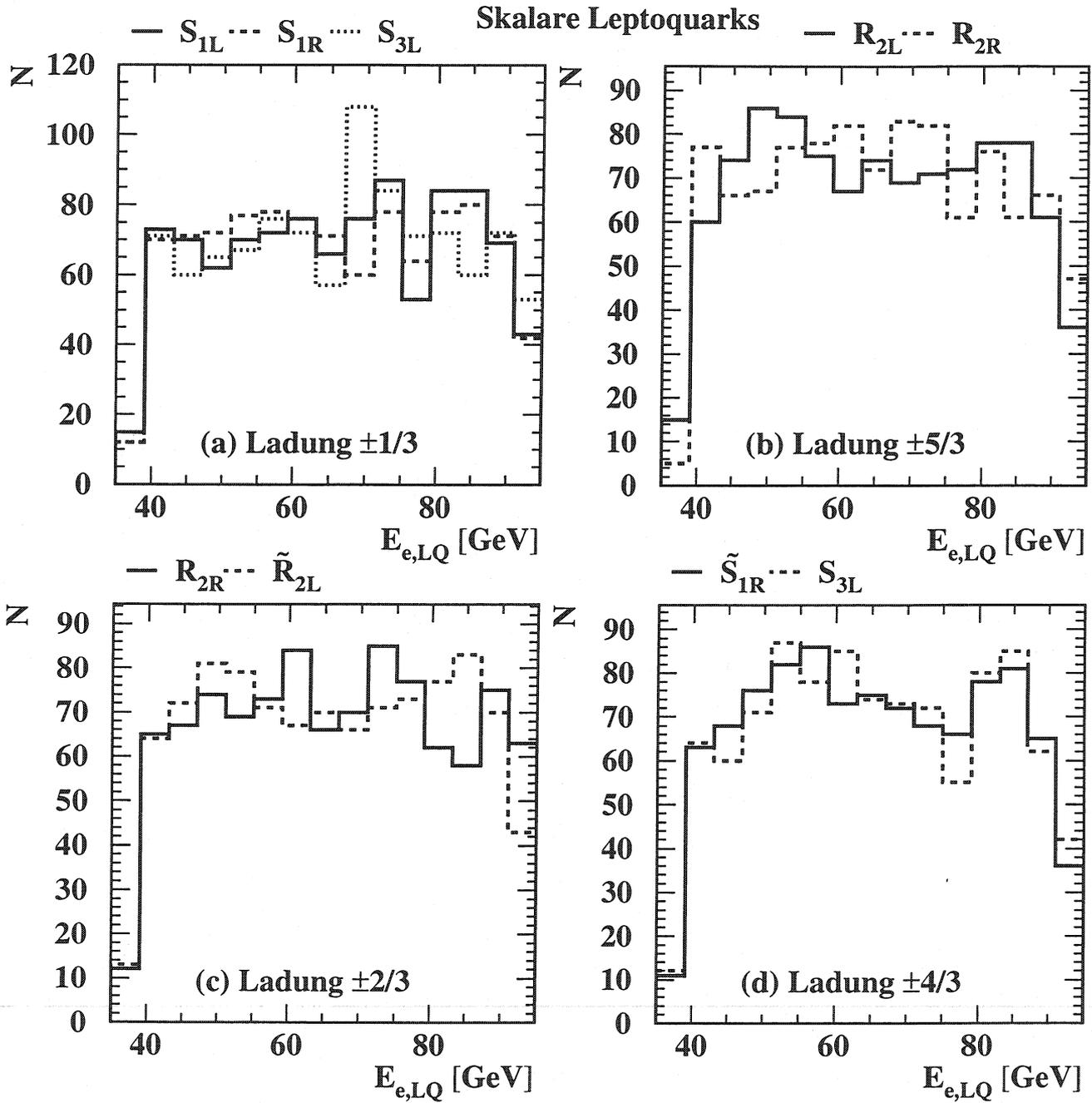


Abbildung 9: Energieverteilung des Elektrons, das beim Zerfall des Leptoquarks entsteht. Die neun für skalare Leptoquarks von ERATO-LQ erzeugten Prozesse sind, nach Ladung eingeteilt, gemeinsam dargestellt: Zustände (vergl. Tab. 4 für die Nomenklatur) mit Ladung (a) $\pm 1/3$, (b) $\pm 5/3$, (c) $\pm 2/3$ und (d) $\pm 4/3$.

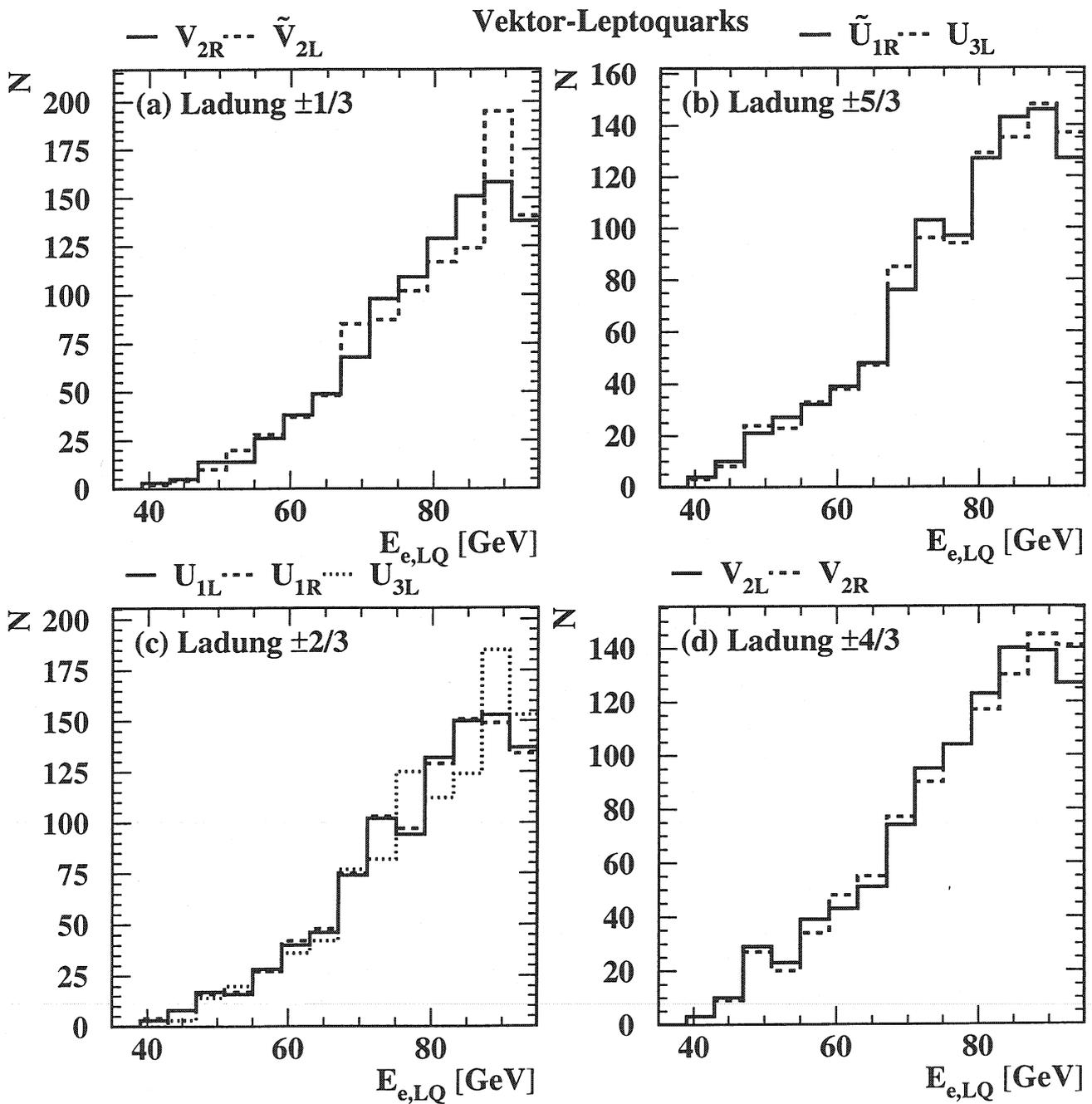


Abbildung 10: Energieverteilung des Elektrons, das beim Zerfall des Leptoquarks entsteht. Die neun für Vektor-Leptoquarks von ERATO-LQ erzeugten Prozesse sind, nach Ladung eingeteilt, gemeinsam dargestellt: Zustände (vergl. Tab. 4 für die Nomenklatur) mit Ladung (a) $\pm 1/3$, (b) $\pm 5/3$, (c) $\pm 2/3$ und (d) $\pm 4/3$.

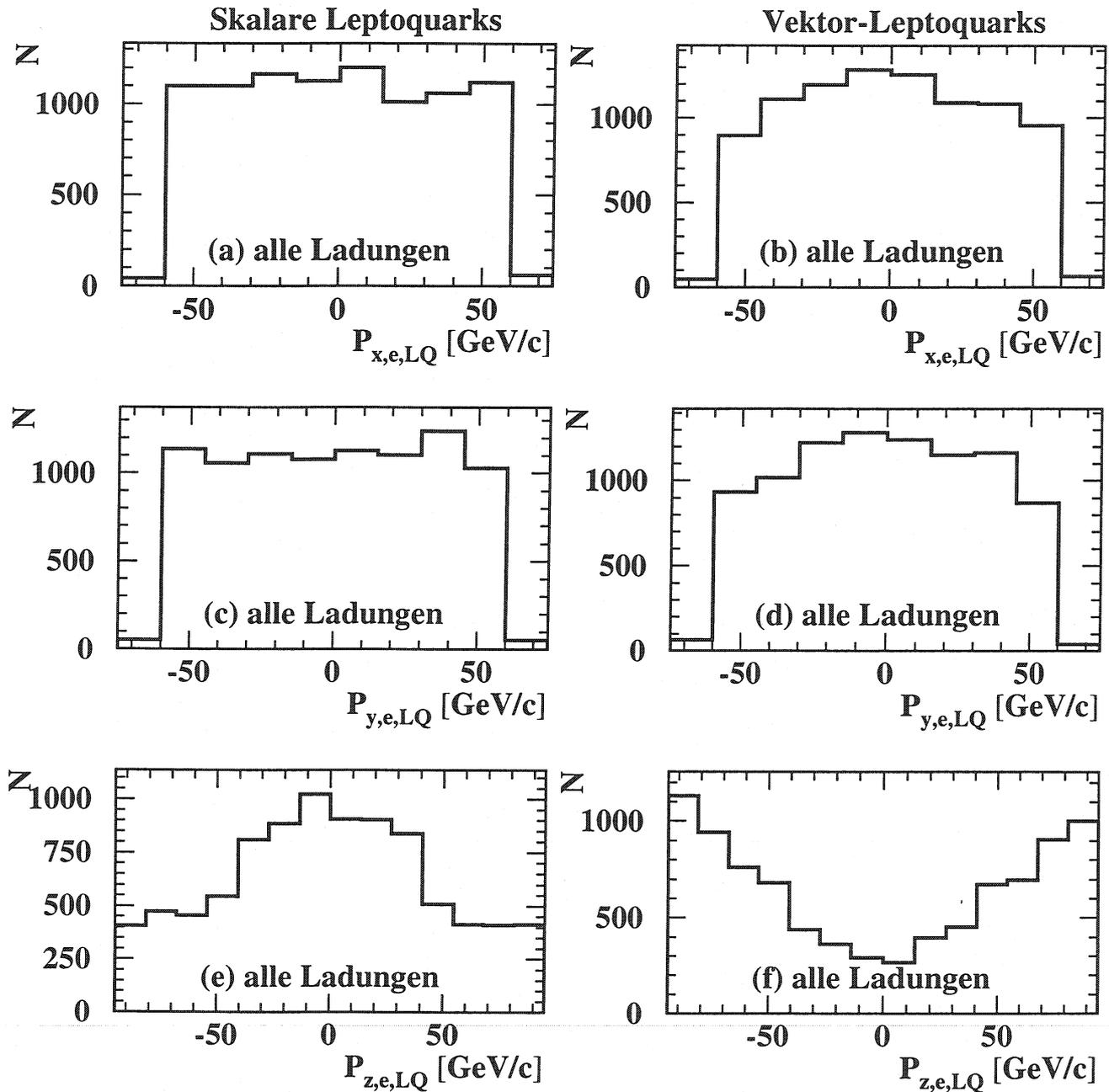


Abbildung 11: Impulskomponenten des Elektrons: (a),(c) und (e) skalare Zustände bzw. (b), (d) und (f) vektorielle Zustände. Da die Verteilungen für die jeweils neun verschiedenen Prozesse gleich sind, wurden sie aufsummiert. Man erkennt den für die verschiedenen Spins der LQ erwarteten Unterschied zwischen den Verteilungen der Elektronen, die aus Zerfällen von Skalar- bzw. Vektor-LQ stammen, vor allem bei der dritten Impulskomponente $P_{z,e,LQ}$.

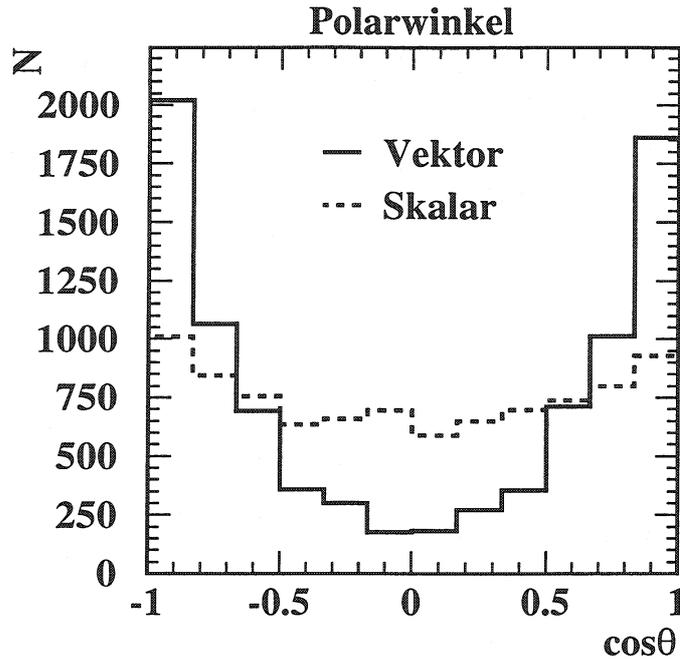


Abbildung 12: Polarwinkelverteilung des Elektrons vom Leptoquark-Zerfall: Die durchgezogene Linie zeigt die für alle möglichen Vektor-LQ aufsummierte Verteilung, die gestrichelte Linie zeigt die für die skalaren Zustände aufsummierte Verteilung. Letztere ist nicht völlig flach, weil das Leptoquark nicht im Quark-Elektron-Schwerpunktssystem erzeugt wird. Der Polarwinkel wird im Laborsystem berechnet.

Die Polarwinkelverteilung der Elektronen, die von einem skalaren LQ stammen, ist nicht exakt flach, weil das Leptoquark nicht im Quark-Elektron-Schwerpunktssystem erzeugt wird und das ganze System geboostet ist.

Eigenschaften des Quarks vom LQ-Zerfall und des Photonrestes

Die Eigenschaften der beiden primären Quarks (das eine vom LQ-Zerfall und das andere, das als Photonrest dient) werden gleichzeitig beschrieben, um die Unterschiede besser hervorzuheben. In den Abb. 13 und 14 sind die Energieverteilungen dargestellt. In (a) bzw. (b) sind jeweils die Verteilungen für skalare Zustände der Ladung $\pm 1/3$ bzw. $\pm 5/3$ zu sehen. In (c) bzw. (d) werden jeweils die Energieverteilungen von vektoriellen Zuständen mit Ladung $\pm 2/3$ bzw. $\pm 4/3$ gezeigt. Für die beiden anderen möglichen Ladungen, d.h. $\pm 2/3$ bzw. $\pm 4/3$ für skalare LQ und $\pm 1/3$ bzw. $\pm 5/3$ für Vektor-LQ, sehen die Verteilungen bis auf statistische Schwankungen analog aus. In Abb. 13 erkennt man wieder den unterschiedlichen Verlauf für Quarks, die von LQ mit Spin 0 bzw. 1 stammen. In Abb. 14 dagegen sind alle Verteilungen ähnlich. Dies erwartet man auch, da die Eigenschaften des Photonrestes unabhängig vom erzeugten LQ sein sollten. Dies ist ein guter Test dafür, daß ERATO-LQ richtig funktioniert.

In Abb. 15 bzw. Abb. 16 sind die Polarwinkelverteilungen des Quarks vom LQ-Zerfall bzw. des Photonrestes dargestellt. Der Polarwinkel wird wie beim Elektron vom LQ-Zerfall im Laborsystem berechnet. Wegen des Boostes im Anfangszustand erhält man für das Quark

Skalare Leptoquarks

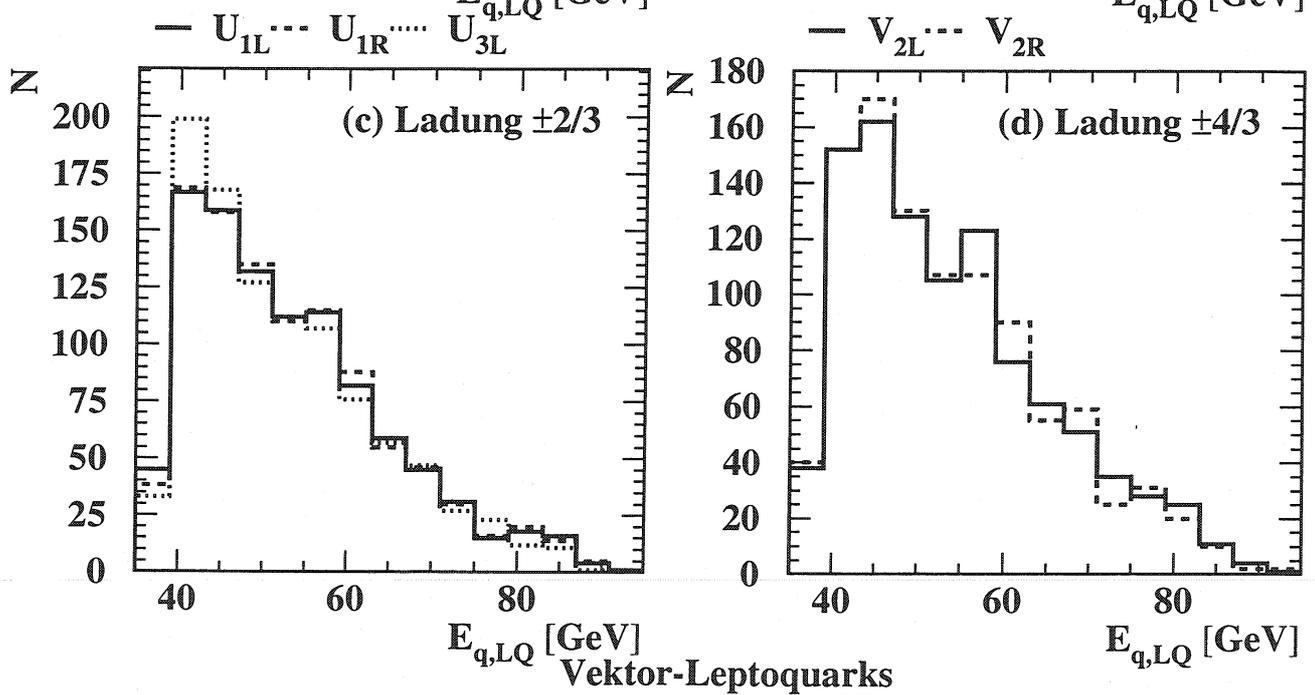
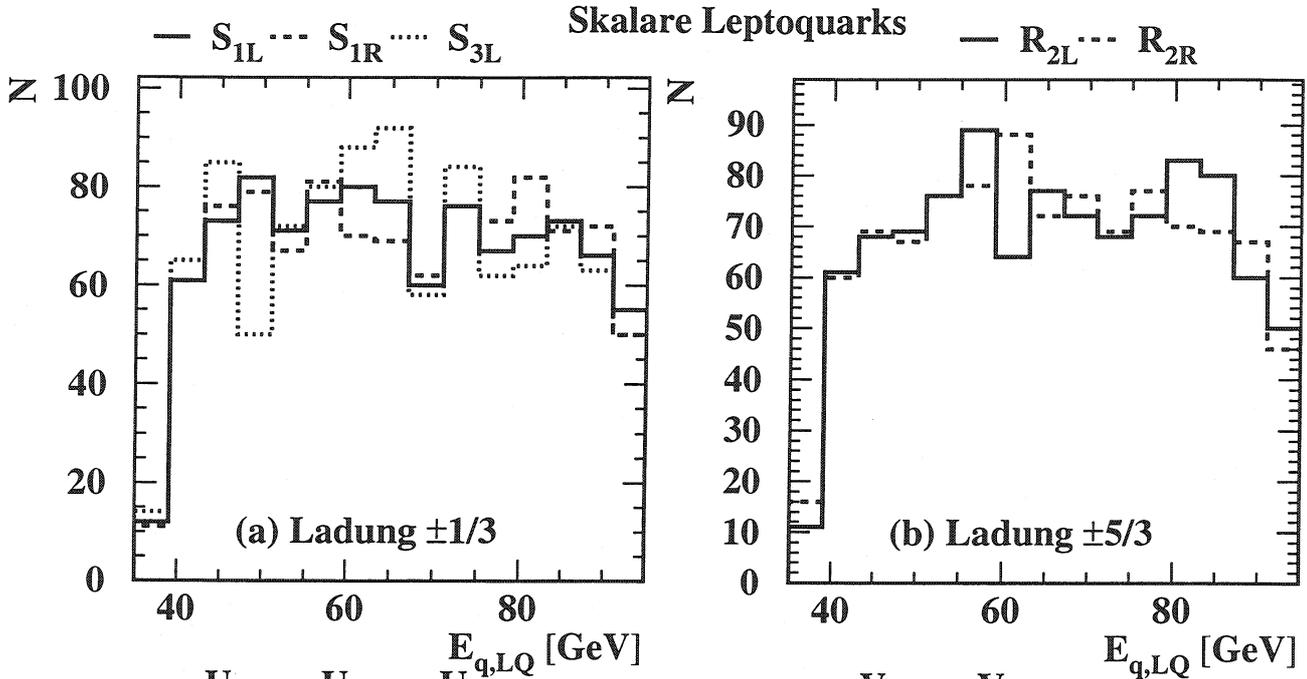


Abbildung 13: Energieverteilung des Quarks, das beim Zerfall des Leptoquarks entsteht. Für skalare Leptoquarks sind in (a) die Zustände mit Ladung $\pm 1/3$ und in (b) diejenigen mit Ladung $\pm 5/3$ dargestellt (s. Tab. 4 für die Nomenklatur). Für Vektor-LQ sind in (c) die Zustände mit Ladung $\pm 2/3$ und in (b) diejenigen mit Ladung $\pm 4/3$ dargestellt.

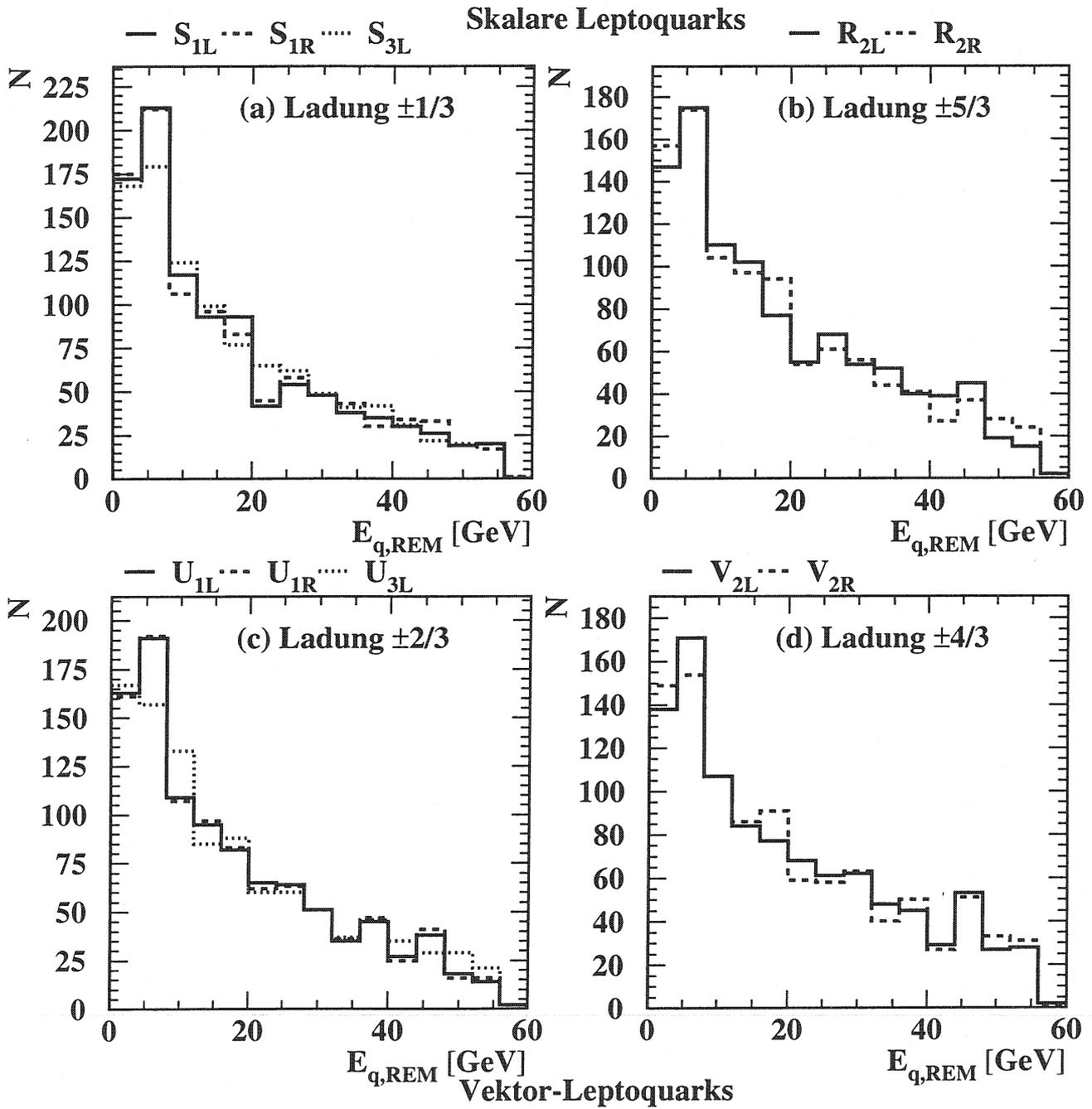


Abbildung 14: Energieverteilung des Photonrestes. Für skalare Leptoquarks sind in (a) die Zustände mit Ladung $\pm 1/3$ und in (b) diejenigen mit Ladung $\pm 5/3$ dargestellt (s. Tab. 4 für die Nomenklatur). Für Vektor-LQ sind in (c) die Zustände mit Ladung $\pm 2/3$ und in (b) diejenigen mit Ladung $\pm 4/3$ dargestellt.

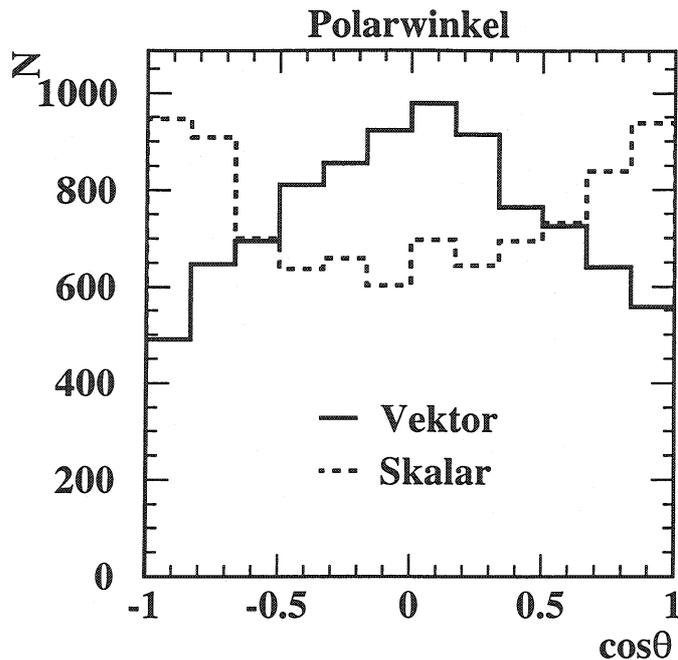


Abbildung 15: Polarwinkelverteilung des Quarks aus dem Leptoquark-Zerfall im Laborsystem: Die durchgezogene Linie zeigt die für alle möglichen Vektor-LQ aufsummierte Verteilung, die gestrichelte Linie zeigt die für die skalaren Zustände aufsummierte Verteilung. Man erhält keine flache Verteilung, weil das Quark-Elektron-System im Anfangszustand geboostet ist.

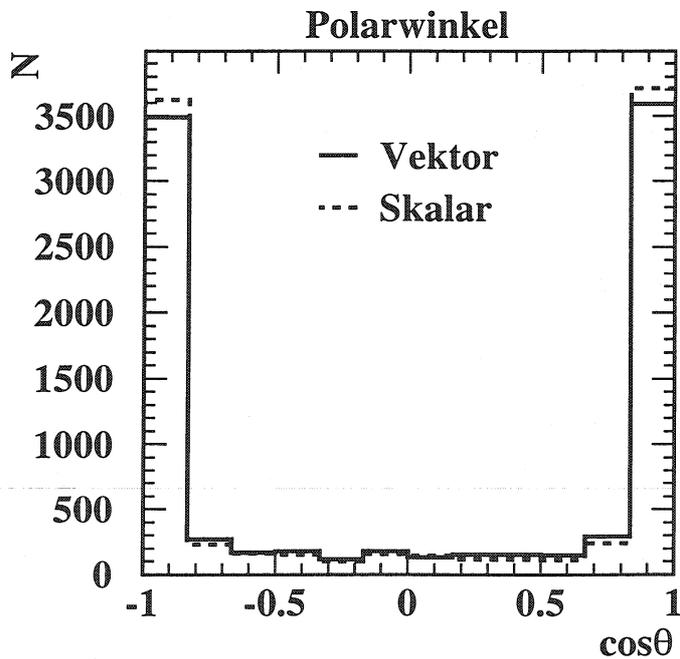


Abbildung 16: Polarwinkelverteilung des Photonrestes im Laborsystem: Die durchgezogene Linie zeigt die für alle möglichen Vektor-LQ aufsummierte Verteilung, die gestrichelte Linie zeigt die für die skalaren Zustände aufsummierte Verteilung. Wie erwartet gibt es keinen Unterschied zwischen Leptoquarks mit Spin 0 bzw. 1.

keine exakt flache Verteilung. Die Polarwinkelverteilung des Photonrestes hat zwei Maxima bei -1 und 1 : Der Photonrest läuft vorwiegend parallel zur Strahlachse weiter und kann deshalb nicht im Detektor nachgewiesen werden.

Neutrino-Quark-Zerfallskanal

Im Neutrino-Quark-Zerfallskanal sind nicht alle achtzehn Prozesse möglich, da man mit einem Neutrino und einem Quark nur die Ladungen $\pm 1/3$ und $\pm 2/3$ produzieren kann. Es wurden für die skalaren Leptoquarks die Prozesse 1, 5 und 9 generiert, d.h. zwei Zustände mit Ladung $\pm 1/3$ (S_{1L} , S_{3L}) und ein Zustand mit Ladung $\pm 2/3$ (\tilde{R}_{2L}). Für die Vektor-Leptoquarks werden die Prozesse 4, 5 und 9, also zwei Zustände mit Ladung $\pm 2/3$ (U_{1L} , U_{3L}) und ein Zustand mit Ladung $\pm 1/3$ (\tilde{V}_{2L}) simuliert. Wie bereits weiter oben erwähnt, wurde das Elektron bei den für den Neutrino-Quark Zerfallskanal möglichen Zuständen lediglich durch ein Neutrino ersetzt. Deshalb erwartet man für die primären Teilchen dieselben Eigenschaften wie beim Elektron-Quark-Zerfallskanal. Diese wurden bereits in den vorangehenden Abb. 8 bis 16 ausführlich dargestellt. Es wurde graphisch überprüft, daß die im Neutrino-Quark-Kanal simulierten Ereignisse für alle diese Variablen korrekte Verteilungen aufweisen. Im folgenden werden als Beispiel lediglich die Polarwinkelverteilungen des Neutrinos (Abb. 17) und des Quarks (Abb. 18), die vom Zerfall des Leptoquarks stammen, gezeigt. Der Polarwinkel wurde wieder im Laborsystem berechnet. Man erhält aufgrund der Tatsache, daß das Leptoquark nicht im Quark-Elektron-Schwerpunktsystem erzeugt wird, keine völlig flachen Verteilungen für die skalaren Leptoquarks (s. Abb. 17(a) bzw. Abb. 18(a)). Die Verteilungen für die Zustände mit Spin 1 sind jeweils in Abb. 17(b) bzw. Abb. 18(b) dargestellt.

4.2.4 Eigenschaften der Ereignisse nach Rekonstruktion

An den bislang gezeigten Abbildungen erkennt man deutlich, daß die Eigenschaften der primären Teilchen in den achtzehn von ERATO-LQ erzeugten Ereignissen bis auf statistische Schwankungen sehr ähnlich sind. Es gibt daher keinen Grund für Unterschiede in den Verteilungen von Variablen auf Rekonstruktionsebene. Um dies an einem Beispiel zu belegen, werden im folgenden die Verteilungen der im Detektor registrierten gesamten Energie E_{VIS} gezeigt. Wie in einigen der bisherigen Abbildungen wurden für den Elektron-Quark-Zerfallskanal alle Verteilungen von Zuständen gleicher Ladung gemeinsam dargestellt. Beim Neutrino-Quark-Zerfallskanal sind wiederum die jeweils drei möglichen Zustände für skalare und vektorielle Leptoquarks auf einer Abbildung dargestellt. Der Hauptunterschied zur Generatorebene besteht darin, daß man nun verschiedene Verteilungen für die beiden Zerfallskanäle erwartet: Das Neutrino kann nicht im Detektor nachgewiesen werden und die Topologie der Ereignisse ist verschieden. Abb. 19 bzw. 20 zeigen die gesamte im Detektor gemessene Energie E_{VIS} für Skalar- bzw. Vektor-Leptoquarks, die in ein Elektron und ein Quark zerfallen, während Abb. 21(a) bzw. (b) dieselbe Variable für Skalar- bzw. Vektor-Leptoquarks zeigen, die in ein Neutrino und ein Quark zerfallen. Man erkennt einen leichten Unterschied zwischen den Verteilungen der skalaren und vektoriellen Lepto-

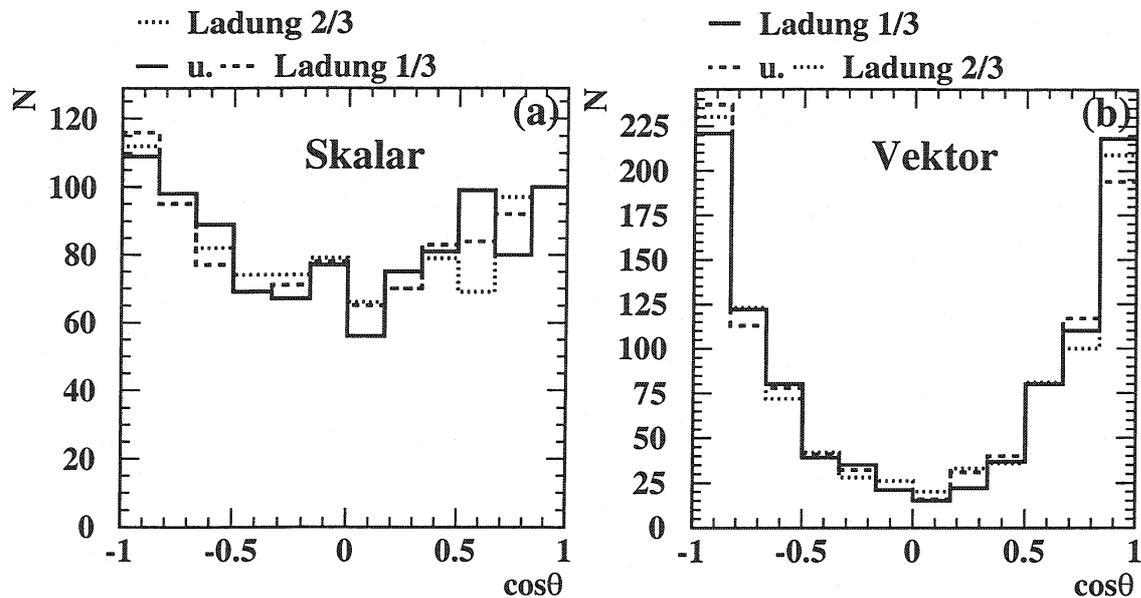


Abbildung 17: Neutrino-Quark-Zerfallskanal: Polarwinkel des Neutrinos, das vom Leptoquark stammt, im Laborsystem in (a) für skalare Leptoquarks und (b) für Vektor-Leptoquarks mit den beiden möglichen Ladungen $\pm 1/3$ und $\pm 2/3$. Man erkennt einen deutlichen Unterschied aufgrund der verschiedenen Spins der Leptoquark-Zustände.

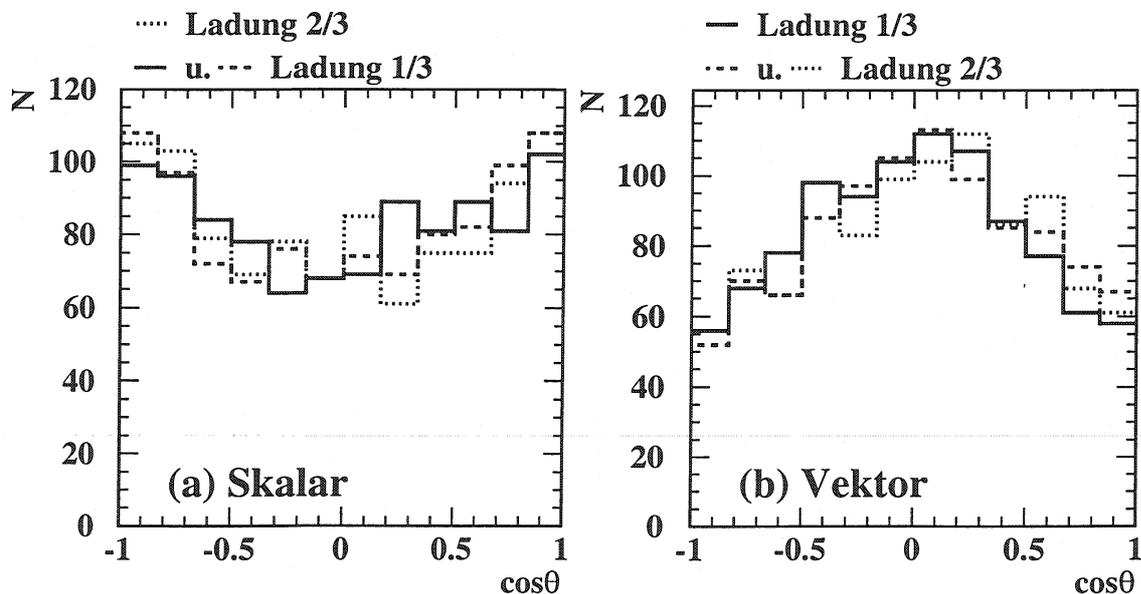


Abbildung 18: Neutrino-Quark-Zerfallskanal: Polarwinkel des Quarks, das vom Leptoquark stammt, im Laborsystem in (a) für skalare Leptoquarks und (b) für Vektor-Leptoquarks mit den beiden möglichen Ladungen $\pm 1/3$ und $\pm 2/3$. Man erkennt einen deutlichen Unterschied aufgrund der verschiedenen Spins der Leptoquark-Zustände.

quarks, wie auch zwischen den beiden Zerfallskanälen. Zum besseren Vergleich wurden für Abb. 22 alle Verteilungen zu gleichen Spinzuständen aufsummiert und gemeinsam dargestellt. In Abb. 22(a) sind diese Gesamtverteilungen für den Elektron-Quark- und in (b) für den Neutrino-Quark-Zerfallskanal zu sehen. In Abb. 22(a) ist die Verteilung für die Vektor-LQ leicht zu kleineren Werten verschoben und hat ein leichtes Maximum unterhalb von etwa 90 GeV. Dies ist auf die unterschiedlichen Polarwinkelverteilungen des Elektrons, das vom Zerfall des Leptoquarks stammt, zurückzuführen: Stammt es von einem Vektor-LQ, so wird es nicht immer im Detektor nachgewiesen. Diese Vermutung wird durch die Abb. 22(b) bestätigt: Da das Neutrino nie nachgewiesen wird, ist das größere Maximum zu kleineren Werten verschoben und weist kein kleineres Maximum unterhalb von 90 GeV auf.

Da es auch für andere Variablen höchstens zwischen skalaren und vektoriellen Zuständen bzw. zwischen den beiden Zerfallskanälen Unterschiede gibt, werden für die folgenden Variablen nur die aufsummierten Verteilungen gezeigt.

Abb. 23 zeigt die **Spherizität** S . Diese ist wie folgt definiert:

$$S = \frac{3}{2} \min \left(\frac{\sum_i p_{T_i}^2}{\sum_i p_i^2} \right)$$

Dabei wird über die Impulse p_i aller Teilchen summiert. Gesucht wird der Vektor, der die obige Gleichung minimiert. Dessen Richtung heißt Spherizitätsachse. p_{T_i} ist die Impulskomponente transversal zu dieser Achse. Sind in einem Ereignis alle Spuren isotrop (d.h. gleichmäßig überall im Raum) verteilt, so ist das Ereignis sphärisch und $S = 1$. Hat man dagegen zwei sehr enge Jets, so wird $S = 0$. Für den Elektron-Quark-Kanal erwartet man einen schmalen Jet durch das Elektron und einen breiteren vom Quark, während im Neutrino-Quark-Kanal nur ein breiter Jet vorhanden sein sollte.

Abb. 24 zeigt eine weitere Variable, die wie die Spherizität vor allem zur Beschreibung der Jet-Struktur von e^+e^- -Ereignissen eingeführt wurde. Der **Thrust** T ist wie folgt definiert:

$$T = \max \left(\frac{\sum_i |p_{||i}|}{\sum_1 |p_i|} \right)$$

Dabei wird ebenfalls über die Impulse p_i aller Teilchen summiert und nach dem Vektor, der die Gleichung maximiert, gesucht. Dessen Richtung heißt Thrustachse. $p_{||i}$ ist die Impluskomponente parallel zu dieser Achse. e^+e^- -Ereignisse mit zwei schmalen Jets haben $T = 1$, sphärische Ereignisse haben dagegen $T = 1/2$. Obwohl man beim Elektron-Quark-Kanal (Abb. 24(a)) zwei Jets erwartet, liegt T nicht sehr klar bei eins. Dies ist wieder darauf zurückzuführen, daß das Leptoquark nicht im Quark-Elektron-Schwerpunktsystem entsteht. Im Neutrino-Quark-Kanal (Abb. 24(b)) sehen die Ereignisse aufgrund eines einzigen Jets weniger sphärisch aus und die Verteilung liegt näher bei eins.

Alle in diesem Kapitel dargestellten Verteilungen veranschaulichen, daß ERATO-LQ Ereignisse korrekt erzeugt. Darüber hinaus wurde gezeigt, daß die jeweils neun verschiedenen Zustände skalarer bzw. vektorieller Leptoquarks sowohl auf Generator- als auch auf Rekonstruktionsebene übereinstimmende Eigenschaften haben. Deshalb wird für die Analyse

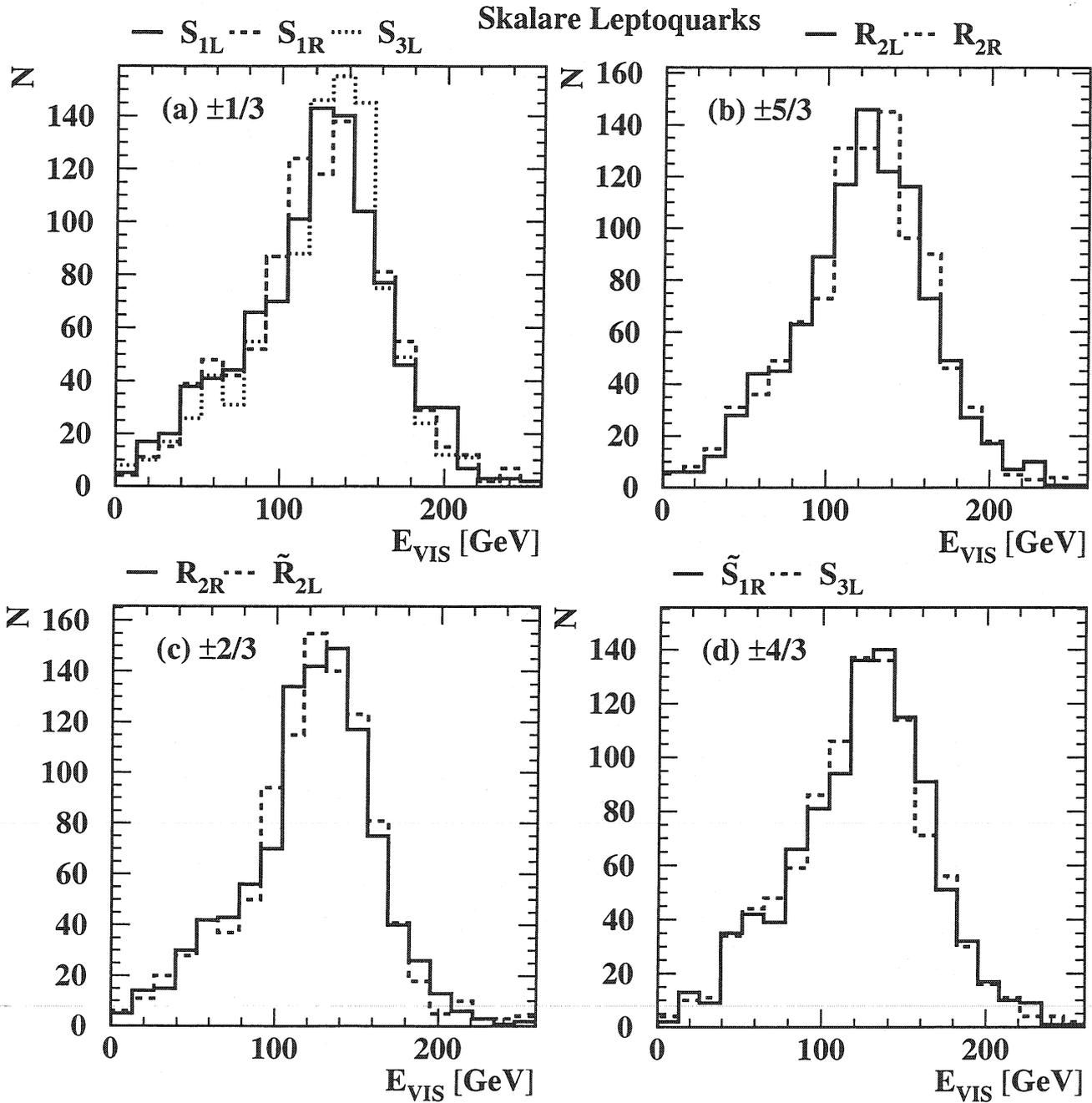


Abbildung 19: Die im Elektron-Quark-Kanal im Detektor gesamte gemessene Energie E_{VIS} nach der Rekonstruktion. Die neun für skalare Leptoquarks von ERATO-LQ erzeugten Prozesse sind, nach Ladung zusammengefaßt, gemeinsam dargestellt: Zustände mit Ladung (a) $\pm 1/3$, (b) $\pm 5/3$, (c) $\pm 2/3$ und (d) $\pm 4/3$.

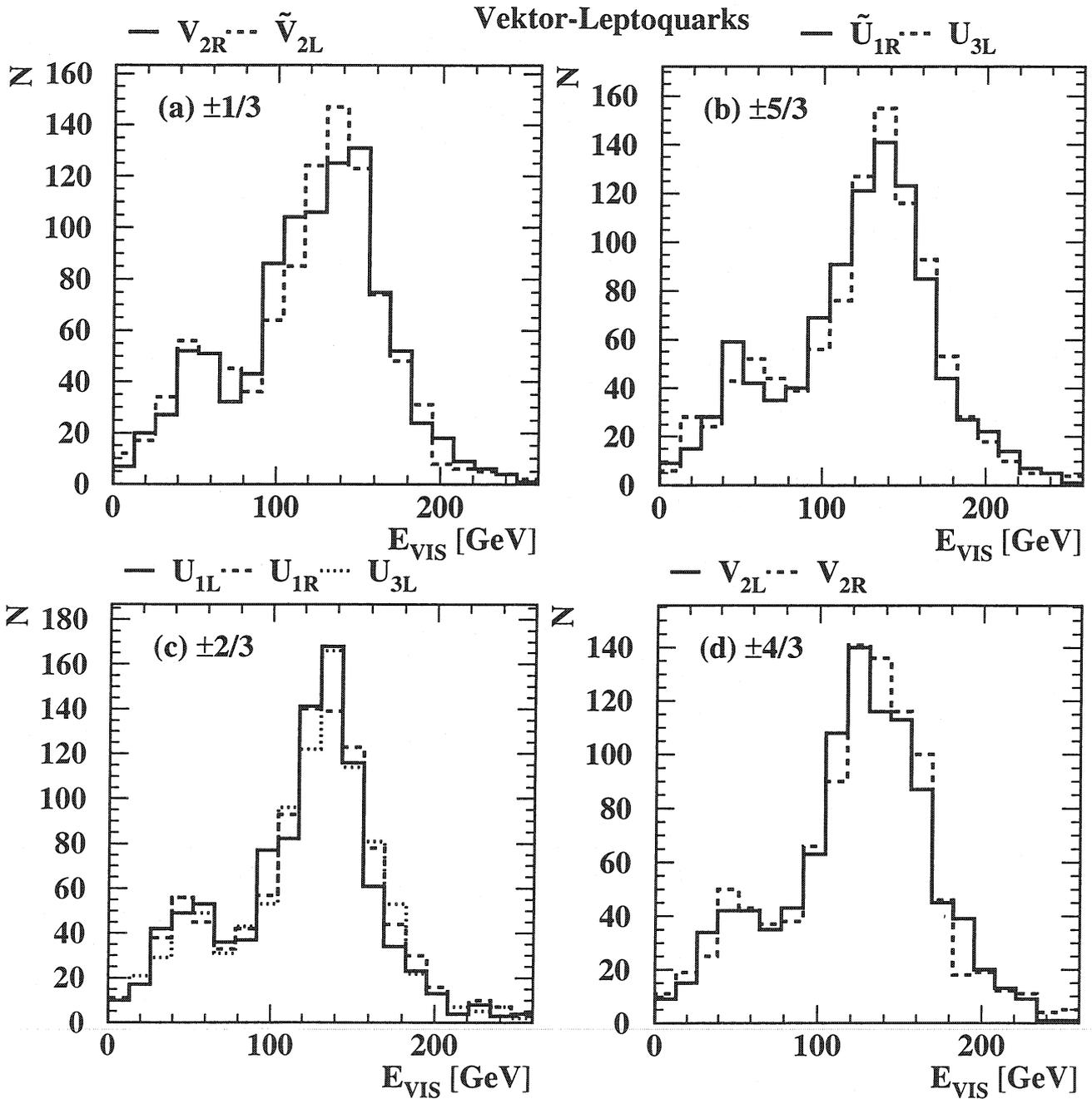


Abbildung 20: Die im Elektron-Quark-Kanal im Detektor gesamte gemessene Energie E_{VIS} nach der Rekonstruktion. Die neun für Vektor-Leptoquarks von ERATO-LQ erzeugten Prozesse sind, nach Ladung zusammengefaßt, gemeinsam dargestellt: Zustände mit Ladung (a) $\pm 1/3$, (b) $\pm 5/3$, (c) $\pm 2/3$ und (d) $\pm 4/3$. Das leichte Maximum unterhalb von etwa 90 GeV kommt von Ereignissen, bei denen das Elektron vom LQ-Zerfall nicht im Detektor nachgewiesen wird.

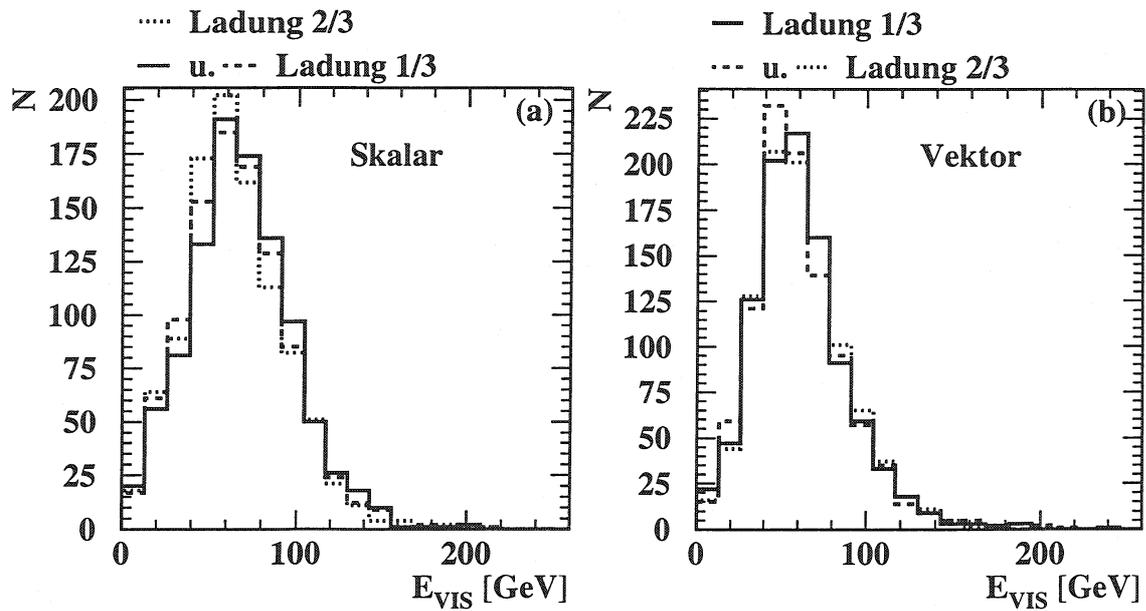


Abbildung 21: Neutrino-Quark-Zerfallskanal: Gesamte im Detektor gemessene Energie nach der Rekonstruktion in (a) für skalare Leptoquarks und (b) für Vektor-Leptoquarks mit den beiden möglichen Ladungen $\pm 1/3$ und $\pm 2/3$.

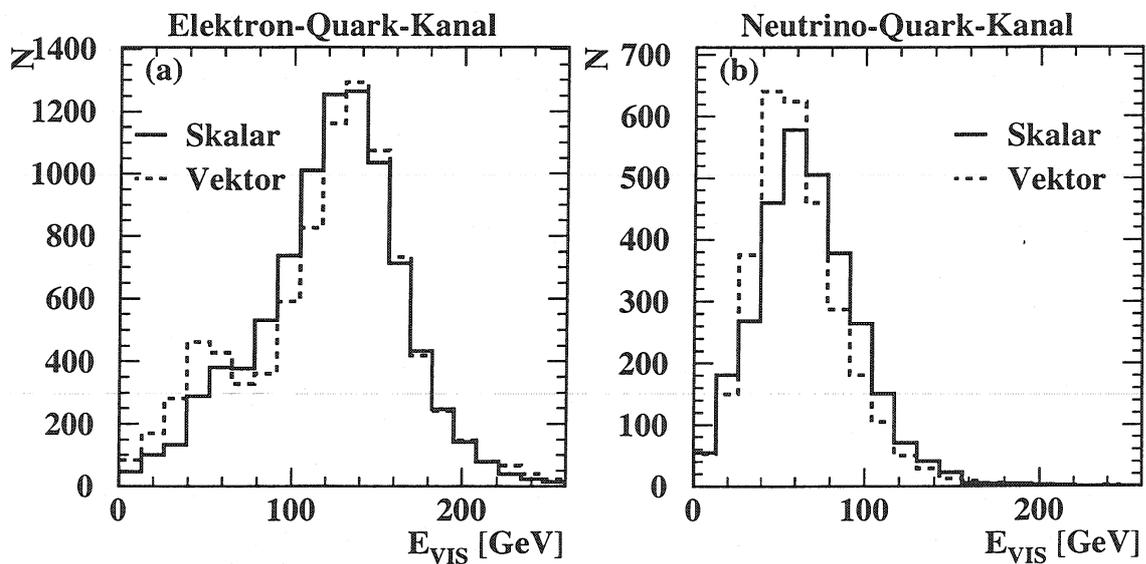


Abbildung 22: Im Detektor gemessene gesamte Energie nach der Rekonstruktion: In (a) für den Elektron-Quark-Kanal und (b) für den Neutrino-Quark-Kanal aufsummierte Verteilungen für Skalar- bzw. Vektor-Leptoquarks.

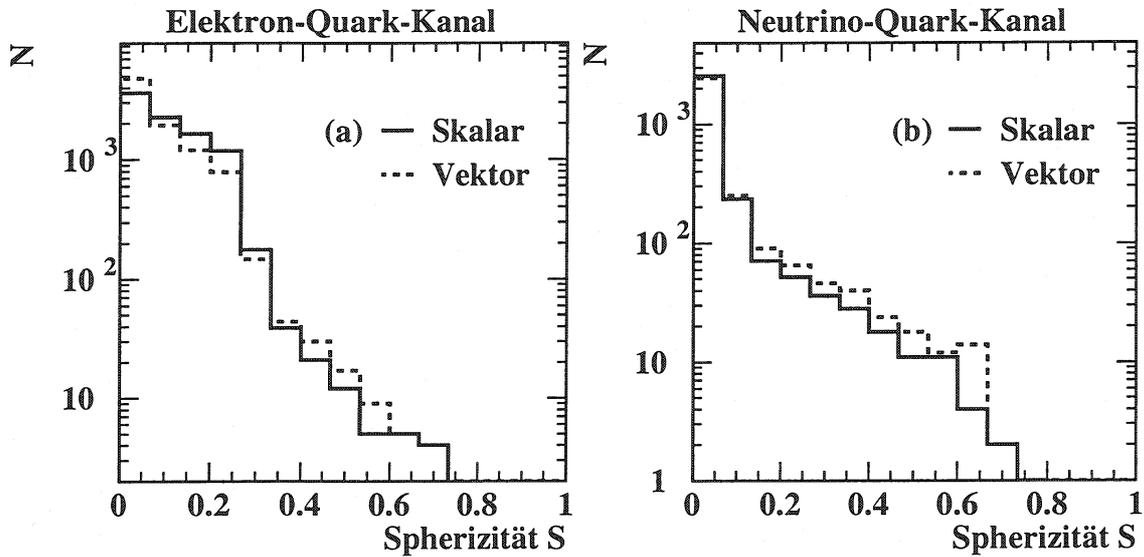


Abbildung 23: Die Spharizität S : In (a) für den Elektron-Quark-Kanal und (b) für den Neutrino-Quark-Kanal aufsummierte Verteilungen für Skalar- bzw. Vektor-Leptoquarks.

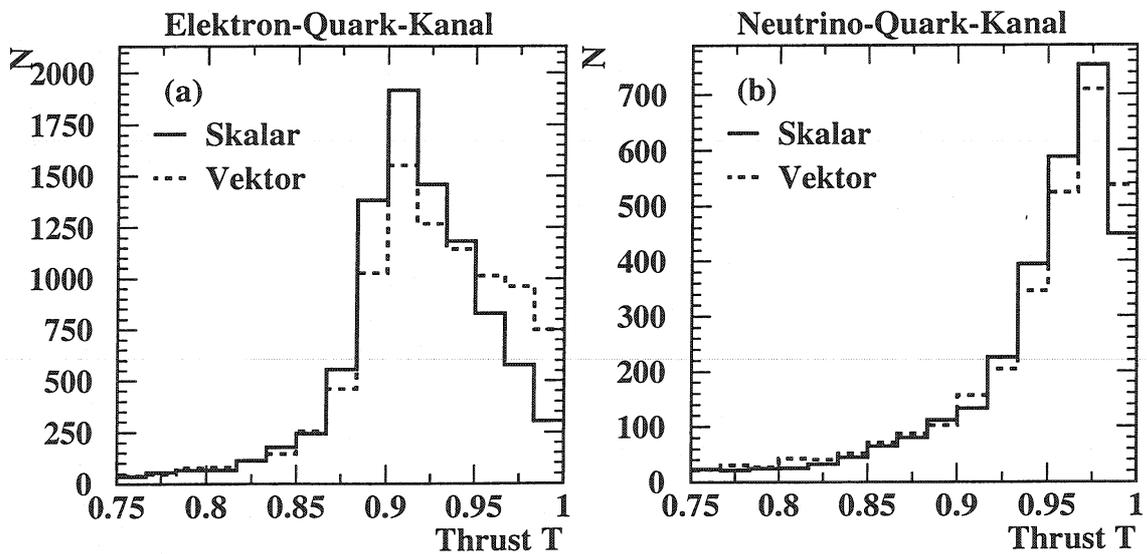


Abbildung 24: Der Thrust T : In (a) für den Elektron-Quark-Kanal und (b) für den Neutrino-Quark-Kanal aufsummierte Verteilungen für Skalar- bzw. Vektor-Leptoquarks.

zur Bestimmung der Selektionseffizienzen nur ein einziger skalarer bzw. ein einziger vektorieller Zustand bei verschiedenen Massen erzeugt. Die Effizienzen sind dann für alle LQ-Zustände mit gleichem Spin dieselben. Lediglich die Wirkungsquerschnitte variieren.

4.3 PYTHIA und ERATO-LQ im Vergleich

Nach der Erweiterung und Anpassung von ERATO-LQ für die Erfordernisse der bei OPAL durchgeführten Analyse war es wichtig, die berechneten Wirkungsquerschnitte und Eigenschaften der erzeugten Ereignisse mit einem anderen Monte-Carlo-Programm zu vergleichen. ERATO-LQ wurde mit Hilfe des Simulationsprogramms PYTHIA auf Konsistenz untersucht. Wie bereits im Kap. 4.1 erwähnt, simuliert PYTHIA lediglich skalare Leptoquarks der Ladung $\pm 1/3$. Darüber hinaus verwendet es zur Berechnung des Wirkungsquerschnittes Photonstrukturfunktionen, während ERATO-LQ perturbative Rechnungen ausführt. Im folgenden werden zunächst die Eigenschaften der je 1000 für den Elektron-Quark- bzw. Neutrino-Quark-Zerfallskanal mit PYTHIA simulierten Ereignisse mit je 1000 der mit ERATO-LQ erzeugten Ereignisse (Prozeß 1, s. Tab 4) verglichen. Hierzu werden Variablen sowohl auf Generator- als auch auf Rekonstruktionsebene gezeigt. Anschließend werden bei verschiedenen Leptoquark-Massen und Schwerpunktsenergien mit beiden Programmen berechnete Wirkungsquerschnitte verglichen.

4.3.1 Eigenschaften der Ereignisse

Auf jeder der folgenden Abbildungen werden vier verschiedene Kurven miteinander verglichen, jeweils zwei für ERATO-LQ bzw. für PYTHIA, die dem Elektron-Quark-($e\bar{q}$) und Neutrino-Quark-Zerfallskanal ($\nu\bar{q}$) entsprechen. Die durchgezogene Linie repräsentiert ERATO-LQ ($e\bar{q}$), die gestrichelte ERATO-LQ ($\nu\bar{q}$), die punktierte PYTHIA ($e\bar{q}$), das strichpunktierte Histogramm schließlich zeigt PYTHIA ($\nu\bar{q}$). Man muß also jeweils das durchgezogene mit dem punktierten ($e\bar{q}$) und das gestrichelte mit dem strichpunktierten Histogramm ($\nu\bar{q}$) vergleichen.

Abb. 25(a)-(d) zeigt auf Generatorebene die Viererimpulskomponenten des Elektrons, das beim Leptoquark-Zerfall entsteht: (a) Energie, (b) x-Impulskomponente $P_{x,e,LQ}$, (c) y-Impulskomponente $P_{y,e,LQ}$ und (d) z-Impulskomponente $P_{z,e,LQ}$. Die Verteilungen stimmen innerhalb statistischer Schwankungen gut miteinander überein.

Abb. 26(a)-(d) zeigt auf Generatorebene die Viererimpulskomponenten des Strings, der zwischen dem Quark vom Leptoquarkzerfall und dem Photonrest gespannt wird: (a) Energie, (b) x-Impulskomponente $P_{x,string}$, (c) y-Impulskomponente $P_{y,string}$ und (d) z-Impulskomponente $P_{z,string}$. Alle vier Verteilungen zeigen für beide Kanäle eine gute Übereinstimmung, obwohl PYTHIA beim Spannen des Strings zusätzlich Gluonen einsetzt. Deshalb wurden auch nicht die Komponenten des Quarks vom Leptoquark-Zerfall direkt miteinander verglichen.

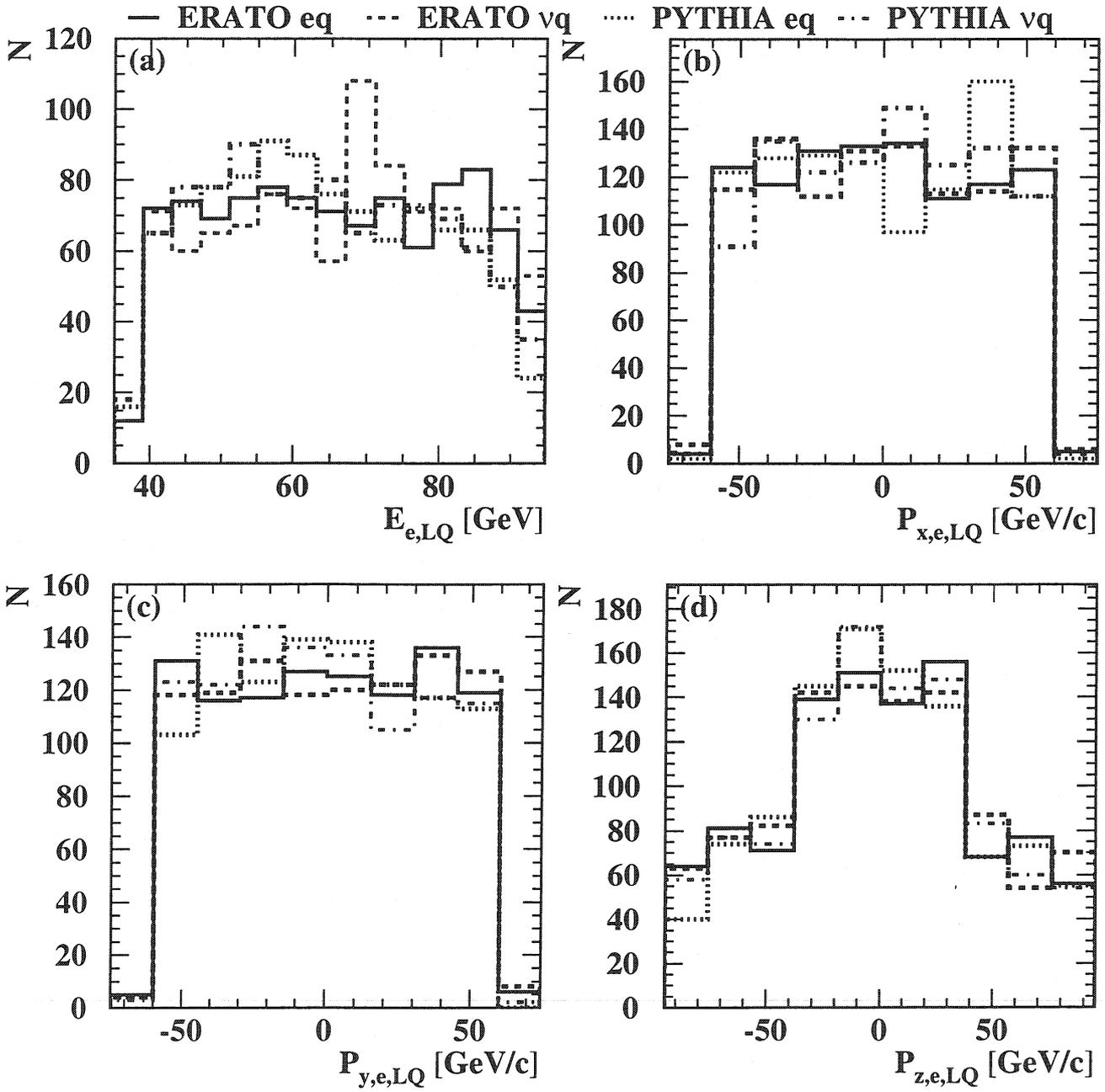


Abbildung 25: Viererimpulscomponenten des Elektrons, das vom Zerfall eines skalaren Leptoquarks der Ladung $\pm 1/3$ stammt: (a) Energie, (b) x-Impulskomponente $P_{x,e,LQ}$, (c) y-Impulskomponente $P_{y,e,LQ}$ und (d) z-Impulskomponente $P_{z,e,LQ}$. Man muß jeweils das durchgezogene (gestrichelte) Histogramm mit dem punktierten (strichpunktierten) vergleichen. eq (ν q) bedeutet Elektron-Quark-Kanal (Neutrino-Quark-Kanal).

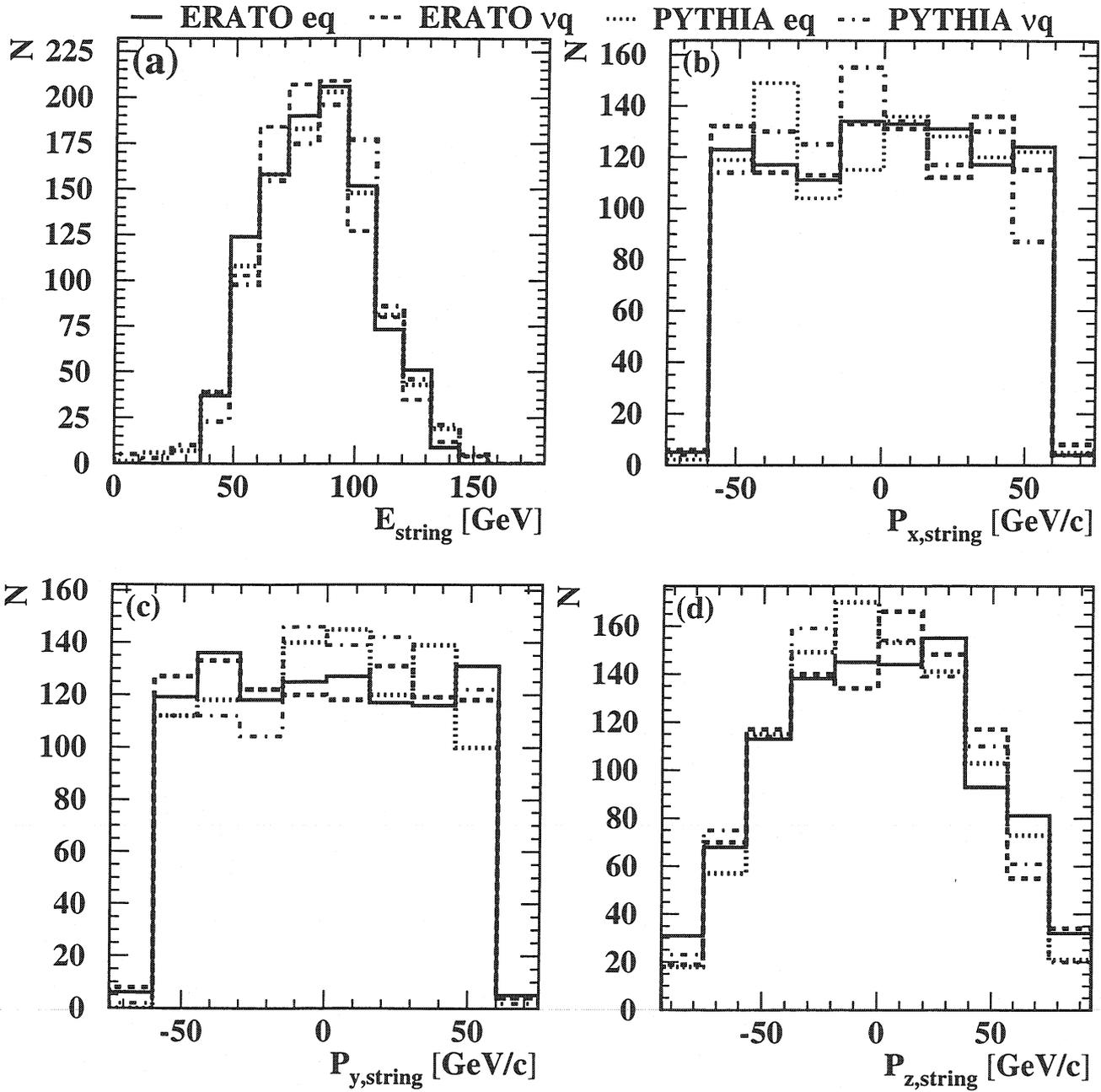


Abbildung 26: Viererimpulskomponenten des Strings, das zwischen dem Quark vom LQ-Zerfall und dem Photonrest gespannt wird: (a) Energie, (b) x-Impulskomponente $P_{x,\text{string}}$, (c) y-Impulskomponente $P_{y,\text{string}}$ und (d) z-Impulskomponente $P_{z,\text{string}}$. Man muß jeweils das durchgezogene (gestrichelte) Histogramm mit dem punktierten (strichpunktierten) vergleichen. eq (νq) bedeutet Elektron-Quark-Kanal (Neutrino-Quark-Kanal).

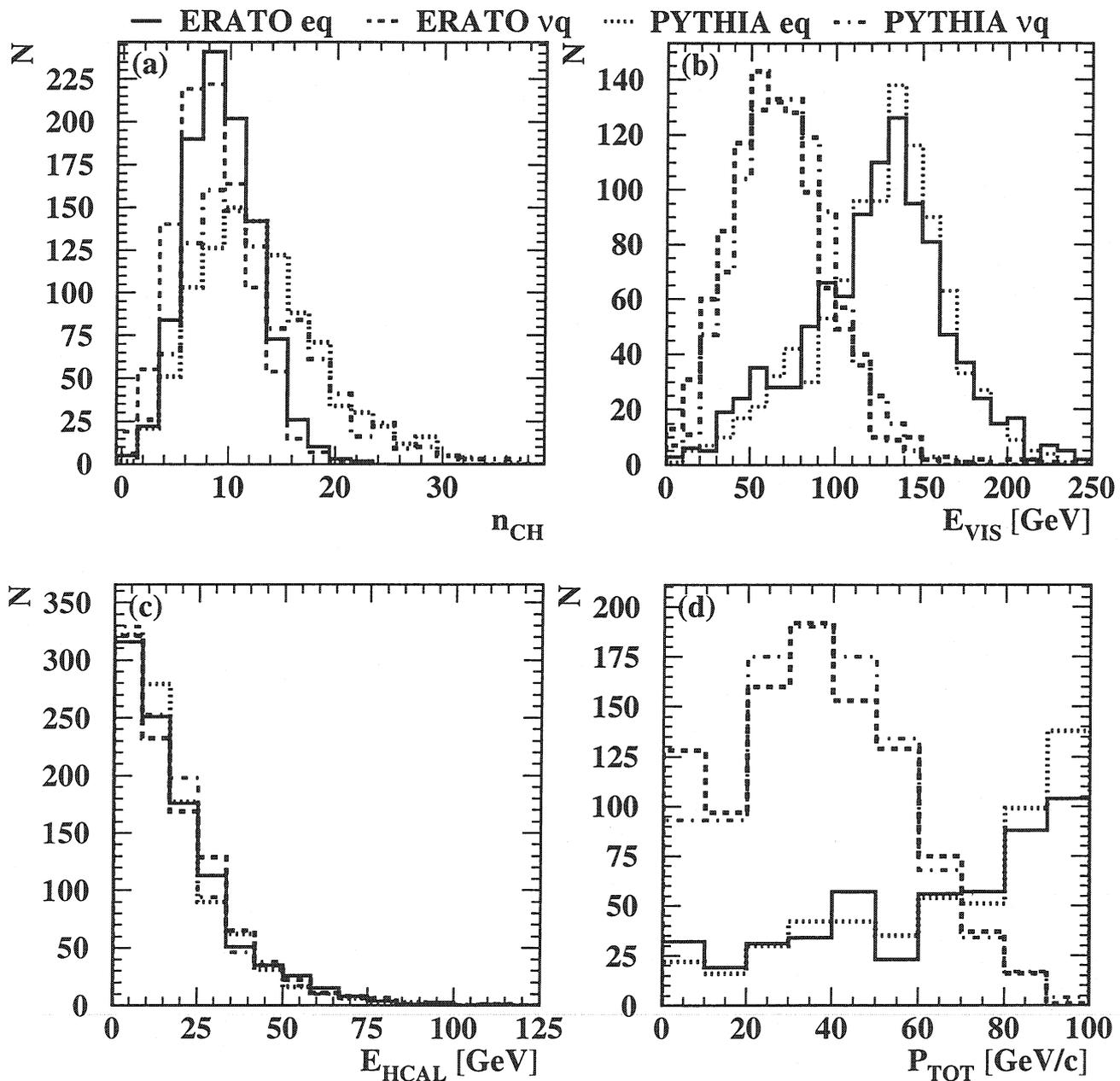


Abbildung 27: Allgemeine Ereignisvariablen nach der Rekonstruktion: (a) gesamte Anzahl n_{CH} guter Spuren, (b) gesamte sichtbare Energie E_{VIS} , (c) die gesamte Energie E_{HCAL} im hadronischen Kalorimeter und (d) der gesamte Impuls P_{TOT} der guten Spuren im Zentraldetektor. Man muß jeweils das durchgezogene (gestrichelte) Histogramm mit dem punktierten (strichpunktierten) vergleichen. eq (νq) bedeutet Elektron-Quark-Kanal (Neutrino-Quark-Kanal).

Abb. 27(a)-(d) zeigt vier allgemeine Variablen nach der Rekonstruktion: (a) gesamte Anzahl n_{CH} guter Spuren, (b) gesamte sichtbare Energie E_{VIS} , (c) die gesamte Energie E_{HCAL} im hadronischen Kalorimeter und (d) der gesamte Impuls P_{TOT} der guten Spuren im Zentraldetektor. Bei (a) erreichen die PYTHIA-Verteilungen kein so hohes Maximum wie diejenigen von ERATO-LQ und sind zu leicht höheren Werten verschoben. Dies ist wieder auf die zusätzlichen Gluonen zurückzuführen. In (c) ist dagegen kein Unterschied zwischen den Programmen zu erkennen. In (b) und (d) erkennt man sehr schön den Unterschied zwischen den beiden Zerfallskanälen: Das Neutrino wird nicht nachgewiesen, daher hat man sowohl weniger gesamte Energie E_{VIS} , als auch einen kleineren Gesamtimpuls der guten Spuren im Zentraldetektor. Die Übereinstimmung zwischen den beiden Generatoren ist gut.

Die zum Vergleich der beiden Generatoren hier angeführten Verteilungen sehen sehr zufriedenstellend aus. Die beobachteten Unterschiede sind verstanden und kein Hindernis für die Verwendung von ERATO-LQ bei der durchzuführenden Analyse.

4.3.2 Wirkungsquerschnitte

Die Formel für die Berechnung des Wirkungsquerschnittes für die Produktion einzelner Leptoquarks in Elektron-Photon-Wechselwirkungen wurde bereits im Abschnitt 4.1 angegeben. In diesem Abschnitt wurde auch ausführlich auf die Photon-Strukturfunktionen eingegangen, die in PYTHIA verwendet werden. Es konnte gezeigt werden, daß die Unterschiede in den Ergebnissen bei Verwendung der GRV- bzw. SaS-1D-Parametrisierung bei weniger als 5% liegen. Im Abschnitt 4.2 wurde die Funktionsweise von ERATO-LQ ausführlich erläutert und die perturbative Rechnung beschrieben, für die keine Photon-Strukturfunktion verwendet wird. Da die beiden Programme verschiedene Ansätze bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte verwenden, ist es interessant und wichtig, sie zu vergleichen. In Tab. 8 sind von ERATO-LQ und PYTHIA berechnete Wirkungsquerschnitte für verschiedene Massen der skalaren Leptoquarks mit Ladung $\pm 1/3$ bei unterschiedlichen e^+e^- -Schwerpunktenergien aufgelistet.

Man erkennt, daß keiner der beiden Generatoren konstant höhere Werte liefert, sondern daß ihr Verhalten relativ zueinander sowohl von Masse zu Masse als auch für verschiedene Schwerpunktenergien schwankt. Lediglich bei kleinen Leptoquark-Massen (z.B. 80 GeV/c²) sind die von PYTHIA berechneten Werte gleich oder größer. Dies liegt am perturbativen Ansatz von ERATO-LQ, der für kleine Massen etwas kritisch ist. Insgesamt ist jedoch die Übereinstimmung in den Berechnungen in Anbetracht der unterschiedlichen Methoden zufriedenstellend.

M [GeV/ c^2]	80	100	120	140	160	170	180
$\sqrt{s_{ee}}=172$ GeV							
ERATO σ_{tot} [pb]	2.4	1.1	0.56	0.26	0.06	-	-
PYTHIA σ_{tot} [pb]	2.4	1.1	0.5	0.22	0.07	-	-
$\sqrt{s_{ee}}=183$ GeV							
ERATO σ_{tot} [pb]	2.57	1.26	0.65	0.32	0.12	0.06	-
PYTHIA σ_{tot} [pb]	2.64	1.23	0.59	0.28	0.12	0.07	-
$\sqrt{s_{ee}}=189$ GeV							
ERATO σ_{tot} [pb]	2.60	1.31	0.67	0.35	0.16	0.09	0.03
PYTHIA σ_{tot} [pb]	2.79	1.32	0.65	0.32	0.14	0.09	0.05
$\sqrt{s_{ee}}=192$ GeV							
ERATO σ_{tot} [pb]	2.63	1.33	0.71	0.37	0.17	0.10	0.05
PYTHIA σ_{tot} [pb]	2.85	1.30	0.68	0.34	0.16	0.10	0.06
$\sqrt{s_{ee}}=200$ GeV							
ERATO σ_{tot} [pb]	2.76	1.41	0.77	0.41	0.21	0.14	0.08
PYTHIA σ_{tot} [pb]	3.01	1.43	0.75	0.38	0.19	0.13	0.08

Tabelle 8: Von ERATO-LQ und PYTHIA berechnete totale Wirkungsquerschnitte für verschiedene Massen eines skalaren Leptoquarks der Ladung $\pm 1/3$ und für unterschiedliche e^+e^- -Schwerpunktsenergien \sqrt{s} .

5 Untergrundprozesse

Eine akkurate Beschreibung des Untergrundes ist für alle Analysen der Hochenergiephysik wichtig. Dies gilt aber insbesondere für die Suche nach neuen Teilchen. Nur wenn man sich der richtigen Simulation der „herkömmlichen“, durch die bislang geprüfte Theorie vorausgesagten Prozesse sicher ist, kann man Überschüsse in den beobachteten Ereignissen als neue Physik interpretieren. Man muß alle bekannten Prozesse simulieren, die in den aufzeichneten Daten vorkommen können. Die meisten Generatoren sind auf eine bestimmte Art von Wechselwirkung, wie z.B. Zwei-Photon-Ereignisse oder Ereignisse mit vier Fermionen im Endzustand („Vier-Fermion-Ereignisse“) spezialisiert. Im folgenden werden die verschiedenen Untergrundquellen für die Produktion einzelner Leptoquarks/Squarks und die jeweils verwendeten Monte-Carlo-Generatoren beschrieben.

5.1 Bhabha-Streuung

Dabei handelt es sich um die rein elektromagnetische Streuung zwischen einem Positron und einem Elektron. In Abb. 28(a) und (b) sind die Feynman-Diagramme niedrigster Ordnung dargestellt.

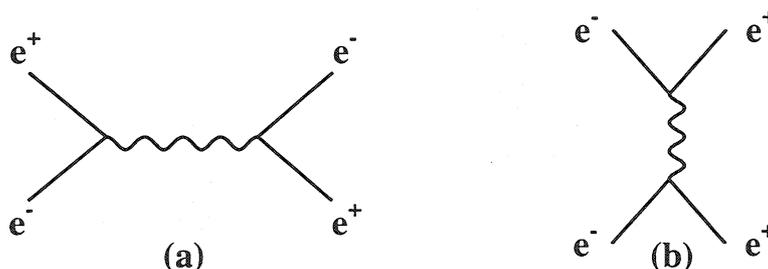


Abbildung 28: Feynman-Graphen niedrigster Ordnung für die Bhabha-Streuung: (a) Austausch eines Photons zwischen den beiden Elektronen und (b) e^+e^- -Annihilation in ein Photon, das dann wieder in ein e^+e^- -Paar konvertiert.

In Abb. 28(a) ist der Austausch eines Photons zwischen Elektron und Positron dargestellt (s-Kanal), während in Abb. 28(b) Elektron und Positron in ein Photon annihilieren (t-Kanal). Das Photon konvertiert anschließend in ein e^+e^- -Paar. Dieser Prozeß ist sowohl theoretisch als auch experimentell sehr genau bekannt. Bei den hohen Schwerpunktsenergien, die man bei LEP vorfindet, beträgt der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\Omega$ [27]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(e^+e^- \rightarrow e^+e^-) = \frac{r_e^2}{2} \left(\frac{m_e}{p}\right)^2 \left(\frac{1 + \cos^4 \theta/2}{4 \sin^4 \theta/2} + \frac{1}{8}(1 + \cos^2 \theta) - \frac{\cos^4 \theta/2}{2 \sin^2 \theta/2} \right)$$

Dabei ist r_e der Elektron-Radius, m_e die Elektron-Masse, θ der Polarwinkel im Laborsystem, p der Betrag des Elektron-Impulses und $d\Omega$ das Raumwinkelelement.

Prozeß und Wirkungsquerschnitt sind so genau bekannt, daß man ihn zur Bestimmung der Luminosität von LEP verwendet, wobei die Anzahl N der bei einer Luminosität \mathcal{L} und einem Wirkungsquerschnitt σ erzeugten Ereignisse durch $N = \sigma\mathcal{L}$ gegeben ist. Bhabha-Ereignisse sind deshalb ein möglicher Untergrund, weil man im Elektron-Quark-Zerfallskanal nach einem isolierten Elektron mit relativ hoher Energie sucht. Die Bhabha-Streuung ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$) wird mit dem Programm **BHWIDE** [28] simuliert. Es wurden 600000 Ereignisse erzeugt, bei denen die Elektronen und Positronen im Polarwinkelbereich $12.5^\circ < \theta < 167.5^\circ$ liegen und eine Mindestenergie von 0.2 GeV haben. Der Wirkungsquerschnitt für eine e^+e^- -Schwerpunktsenergie von 189 GeV beträgt 596 pb.

5.2 Multihadronische Z^0/γ^* -Ereignisse

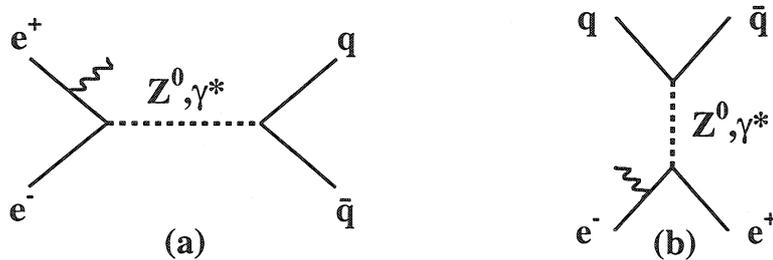


Abbildung 29: Einfache Graphen für die Bildung eines $q\bar{q}$ -Paares aus dem Zerfall eines Z^0 -Bosons oder eines virtuellen Photons γ^* , die wiederum bei der e^+e^- -Annihilation entstehen. Im Anfangszustand ist die Emission eines Photons durch eines der Leptonen angedeutet.

Bei der ersten Phase von LEP, als die e^+e^- -Schwerpunktsenergie 91.2 GeV betrug, war die Entstehung der Z^0 -Resonanz der häufigste Prozeß bei der e^+e^- -Annihilation. Auch bei den LEP1.5 und LEP2 Schwerpunktsenergien ist die resonante Z^0 -Produktion möglich: wenn die Energie eines oder beider Strahlelektronen durch die Abstrahlung eines Photons im Anfangszustand so weit verringert wird, daß die effektive Schwerpunktsenergie wieder bei der Z^0 -Masse liegt. Dieses Phänomen nennt man *radiative return*. In Abb. 29(a) und (b) sind einfache Feynman-Graphen zur e^+e^- -Annihilation zu sehen. Dabei kann auch ein virtuelles Photon γ^* entstehen. Die Produktion eines virtuellen Z^0 ist durch seine Masse, die als Quadrat im Nenner des Propagators steht, unterdrückt. Ein möglicher Zerfallskanal ist der Zerfall in ein Quark-Antiquark-Paar, das anschließend fragmentiert.

Aufgrund der mindestens zwei entstehenden Jets (weitere sind durch Gluon-Abstrahlung der Quarks im Endzustand möglich) sind die multihadronischen Z^0/γ^* -Ereignisse ein wichtiger Untergrund für beide Zerfallskanäle der Leptoquarks/Squarks. 500000 Ereignisse wurden mit dem Monte-Carlo-Programm **PYTHIA 5.722** simuliert. **JETSET 7.408** wurde für die Fragmentation verwendet. Beide Generatoren werden im Kap. 4.1 näher beschrieben. Der Wirkungsquerschnitt beträgt 98.70 ± 0.15 pb.

5.3 $\tau^+\tau^-$ -Ereignisse

Der Zerfall des Z^0 -Bosons bzw. des virtuellen Photons in ein geladenes Lepton-Antilepton-Paar (d.h. e^+e^- , $\mu^+\mu^-$ oder $\tau^+\tau^-$) ist ein weiterer möglicher Kanal bei der e^+e^- -Annihilation. Nur $\tau^+\tau^-$ -Paare liefern einen nennenswerten Beitrag zum Untergrund bei der Produktion von einzelnen Leptoquarks. Einfache Feynman-Diagramme niedriger Ordnung dieses Prozesses sind in Abb. 30 dargestellt. Während sich die Topologie der e^+e^- - und $\mu^+\mu^-$ -Ereignisse relativ deutlich von der des Signals unterscheidet, zerfallen τ -Leptonen in leichtere geladene Leptonen, τ -Neutrinos und Pionen. Man erhält isolierte geladene Leptonen, Jets und/oder fehlende Energie. Dies ähnelt sehr der Topologie des in der vorliegenden Arbeit untersuchten Signals (s. Kap. 2.4).

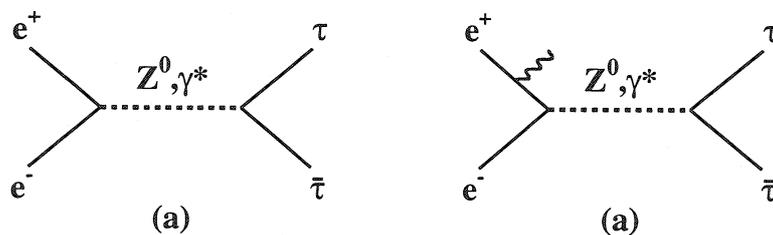


Abbildung 30: Einfache Diagramme für die Produktion eines $\tau^+\tau^-$ -Paares bei der e^+e^- -Annihilation: (a) Feynman-Graph niedrigster Ordnung und (b) Abstrahlung eines Photons im Anfangszustand.

Für die Simulation der $\tau^+\tau^-$ -Ereignisse wurden die Generatoren **KORALZ 4.02** [29] und **TAUOLA 2.6** [30] verwendet. TAUOLA wird von KORALZ verwendet, um die Zerfälle der τ -Leptonen zu beschreiben. KORALZ wurde speziell für die e^+e^- -Beschleunigerphysik geschrieben, wie sie bei LEP und SLC-Energien betrieben wird. Das Programm simuliert harte elektromagnetische Anfangs- und Endzustandsbremsstrahlung bis zur Ordnung $\mathcal{O}(\alpha_{em})$ und berücksichtigt radiative elektroschwache Korrekturen bis zur ersten Ordnung einschließlich. Über zwanzig verschiedene τ -Zerfälle können simuliert werden (von rein leptonicen Zefällen bis zu solchen mit mehreren Pionen), wobei auch Spin-Polarisationseffekte beim Zerfall berücksichtigt werden. Es wurden 80000 Ereignisse erzeugt. Der Wirkungsquerschnitt bei einer e^+e^- -Schwerpunktenergie von 184 GeV beträgt 8 pb.

5.4 Zwei-Photon Ereignisse

Bei LEP1 waren Zwei-Photon-Prozesse aufgrund ihres niedrigen Wirkungsquerschnittes im Vergleich zu Z^0 -Ereignissen stark unterdrückt. Bei LEP2-Energien dagegen haben sie den höchsten Wirkungsquerschnitt. Sie sind ein wichtiger Untergrund für fast alle Analysen, so auch für die Produktion einzelner Leptoquarks. Elektron und Positron strahlen jeweils ein Photon ab. Diese können dann aufgrund der bereits in Kap. 2.4 erwähnten

Struktur des Photons entweder punktförmig oder aufgelöst miteinander wechselwirken. Daraus folgen insgesamt sechs Wechselwirkungstypen, die in Abb. 31 dargestellt sind:

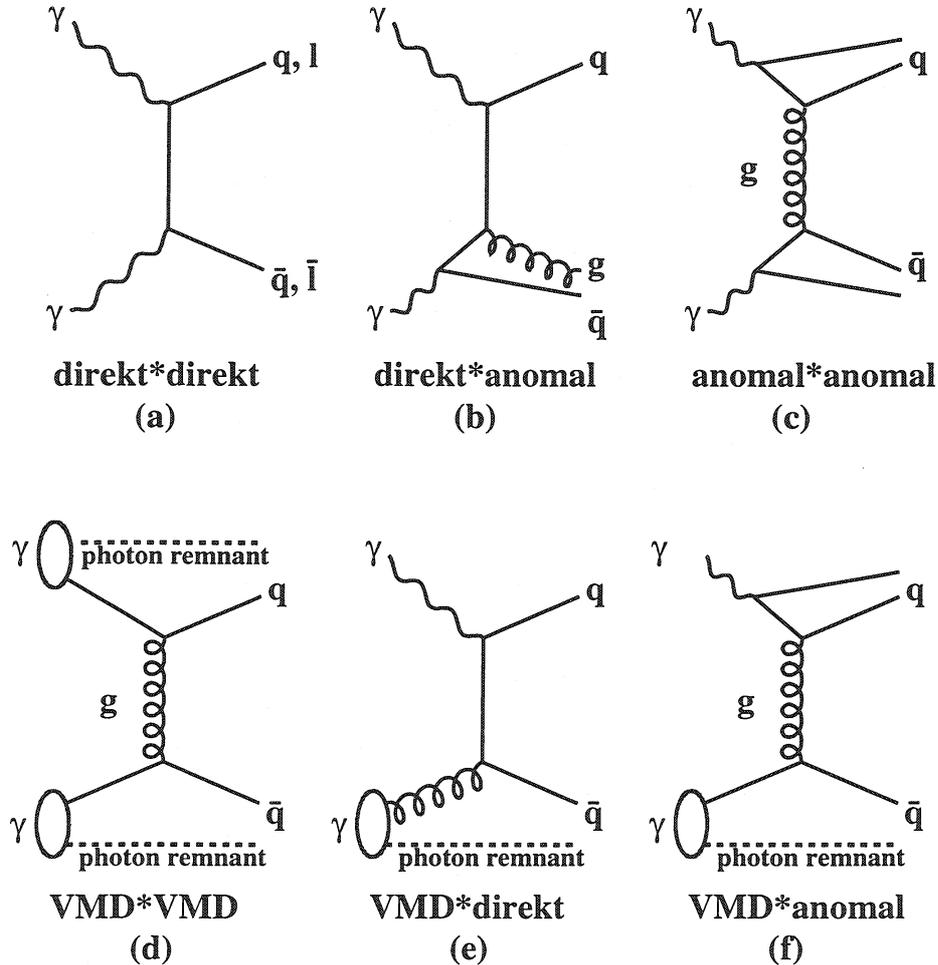


Abbildung 31: Die bei Zwei-Photon-Prozessen möglichen sechs Wechselwirkungstypen (photon remnant=Photonrest).

Abb. 31(a) **direkt*direkt**: Beide Photonen reagieren punktförmig. Dies ist ein rein elektromagnetischer Prozeß.

Abb. 31(b) **direkt*anomal**: Eines der Photonen reagiert punktförmig, während das andere in ein virtuelles Quark-Antiquark-Paar aufspaltet. Eines der Quarks wechselwirkt mit dem anderen Photon.

Abb. 31(c) **anomal*anomal**: Beide Photonen spalten in ein virtuelles Quark-Antiquark-Paar auf. Zwei Quarks wechselwirken über den Austausch eines Gluons miteinander.

Abb. 31(d) **VMD*VMD**: Beide Photonen fluktuieren in ein Vektormeson mit den Quantenzahlen $J^{PC} = 1^{--}$ (z.B. ρ , ω , ϕ oder J/ψ). Anschließend wechselwirken zwei Partonen (d.h. Quarks oder Gluonen) miteinander. Auch elastische und diffraktive Prozesse sind möglich.

Abb. 31(e) **VMD*direkt**: Eines der Photonen fluktuiert in ein Vektormeson. Das andere Photon wechselwirkt punktförmig mit einem Parton.

Abb. 31(f) **VMD*anomal**: Eines der Photonen fluktuiert in ein Vektormeson, während das andere in ein virtuelles Quark-Antiquark-Paar aufspaltet. Zwei Quarks wechselwirken durch den Austausch eines Gluons miteinander.

Die Prozesse in Abb. 31(b) und (e) bezeichnet man auch als einfach-aufgelöste Prozesse, diejenigen in Abb. 31(c), (d) und (f) als doppelt-aufgelöst. Ist das Quadrat des Viererimpulsübertrages des Photons gleich null, so nennt man es reelles Photon, während ein Photon mit Quadrat des Viererimpulsübertrages ungleich null virtuell genannt wird. Elektronen und Positronen, die reelle Photonen abstrahlen, haben einen sehr kleinen Streuwinkel und gehen in der Strahlröhre verloren. Dagegen kann bei der Emission virtueller Photonen der Streuwinkel der Leptonen groß genug sein, daß letztere im Detektor nachgewiesen werden. Wird keines der beiden Strahlteilchen nachgewiesen, so spricht man von „**untagged**“, bei einem nachgewiesenen Strahlteilchen von „**single-tagged**“ und bei zwei nachgewiesenen Strahlteilchen von „**double-tagged**“ Zwei-Photon-Ereignissen.

Für die Simulation der Zwei-Photon-Ereignisse wurden drei verschiedene Monte-Carlo-Programme verwendet, davon zwei für hadronische Endzustände und eines für leptonische Endzustände.

1. **PHOJET 1.10** [31]

verwendet das *Dual Parton Model* (DPM)[32] und perturbative QCD. Es kann damit Photon-Photon-Wechselwirkungen sehr komplett simulieren. Das DPM ist eine phänomenologische Realisierung der N_c -, N_f -Erweiterung des Standardmodells [33] in Verbindung mit allgemeinen Ideen der Dualität und der Gribov'schen Regge-Feldtheorie [34]. Es ermöglicht auf konsistente Weise die Berechnung von sowohl elastischen als auch unelastischen Prozessen. Es verbindet außerdem weiche und harte Streuprozesse durch ein Unitarisierungsschema. Das DPM ist in der Lage, alle wichtigen Eigenschaften der hadronischen Hochenergiephysik, wie z.B. Skalenverletzung, zu beschreiben.

Mit PHOJET wurden 999999 *untagged* Zwei-Photon-Ereignisse mit einer invarianten Masse W des hadronischen Endzustandes von mindestens 5 GeV erzeugt. Die Quadrate der Viererimpulsüberträge Q^2 beider Photonen sind kleiner als 4.5 GeV^2 und als Photon-Strukturfunktion wird die GRV-Parametrisierung [35] verwendet. Die Fragmentation wurde von JETSET 7.408 durchgeführt. Der Wirkungsquerschnitt beträgt 10.56 nb . Es wurden außerdem 5000 *double-tagged* Ereignisse erzeugt, mit derselben Bedingung für die invariante Masse des hadronischen Endzustandes und

$4.5 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 50 \text{ GeV}^2$ für beide Photonen. Der Wirkungsquerschnitt beträgt 2.21 pb .

2. **HERWIG** [36]

ist wie PYTHIA ein sehr allgemeines Monte-Carlo-Programm für die Teilchenphysik. Es ermöglicht die Simulation von vielen verschiedenen Wechselwirkungen, von Lepton-Lepton- über Lepton-Hadron- bis Hadron-Hadron- und Photon-Photon-Wechselwirkungen. HERWIG verwendet das Parton Shower Modell (perturbative QCD) für Anfangs- und Endzustandsstrahlung und berücksichtigt Farbkohärenzeffekte und azimuthale Korrelationen sowohl zwischen als auch innerhalb der Jets. Im Anschluß an den perturbativen Parton-Verzweigungsprozeß erfolgt eine **Cluster Fragmentation**: Alle auslaufenden Gluonen werden nicht-perturbativ in Quark-Antiquark oder Diquark-Antidiquark-Paare aufgespalten. Die so gebildeten Cluster werden in Hadronen fragmentiert.

Es wurden 150000 *single-tagged* Zwei-Photon-Ereignisse unter Verwendung der GRV-Parametrisierung erzeugt. Für eines der Photonen ist das Quadrat des Viererimpulsübertrages kleiner als 4.5 GeV^2 , für das andere größer als 4.5 GeV^2 . Die invariante Masse des hadronischen Endzustandes beträgt mindestens 3 GeV und der Wirkungsquerschnitt ist 301.8 pb . Außerdem wurden separat 1000 **tief-unelastische Charged Current (DIS CC)** Ereignisse simuliert, die einen Wirkungsquerschnitt von 0.0666 pb haben.

3. **VERMASEREN** [37]

wurde für die Erzeugung von Zwei-Photon-Ereignissen mit rein leptonischen Endzuständen verwendet:

$$\begin{aligned} e^+e^- &\rightarrow e^+e^-\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-e^+e^- \\ e^+e^- &\rightarrow e^+e^-\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^- \\ e^+e^- &\rightarrow e^+e^-\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^- \end{aligned}$$

Wirkungsquerschnitte werden numerisch mit Matrixelementen berechnet. Es werden nur direkte Prozesse (Abb. 31(a)) simuliert, daher werden auch keine Photon-Strukturfunktionen benötigt. Für die Produktion einzelner Leptoquarks liefert lediglich der Prozeß in der dritten Reaktionsgleichung einen nennenswerten Beitrag, da bei dem Zerfalls eines τ -Leptons in Pionen Jets entstehen. Die anderen beiden Prozesse können durch einfache Selektionsschnitte eliminiert werden.

Es wurden 430000 Zwei-Photon-Ereignisse mit zwei τ -Leptonen im Endzustand mit VERMASEREN simuliert, wobei auf Generatorebene keine Forderungen, z.B. auf die Extremwerte der Impulsüberträge, gestellt wurden. Der Wirkungsquerschnitt beträgt 438 pb .

5.5 Vier-Fermion-Ereignisse

Ereignisse mit vier Fermionen im Endzustand kann man in drei Klassen unterteilen:

1. **leptonisch (llll)**: Es entstehen vier Leptonen, z.B. $e^- \bar{\nu}_e \mu^+ \mu^-$ oder $\nu_e \bar{\nu}_e \nu_\tau \bar{\nu}_\tau$.
2. **semi-leptonisch (llqq)**: Es entstehen zwei Leptonen und zwei Quarks, z.B. $\tau^+ \tau^- d \bar{d}$.
3. **hadronisch (qqqq)**: Es entstehen vier Quarks, z.B. $u \bar{u} d \bar{d}$.

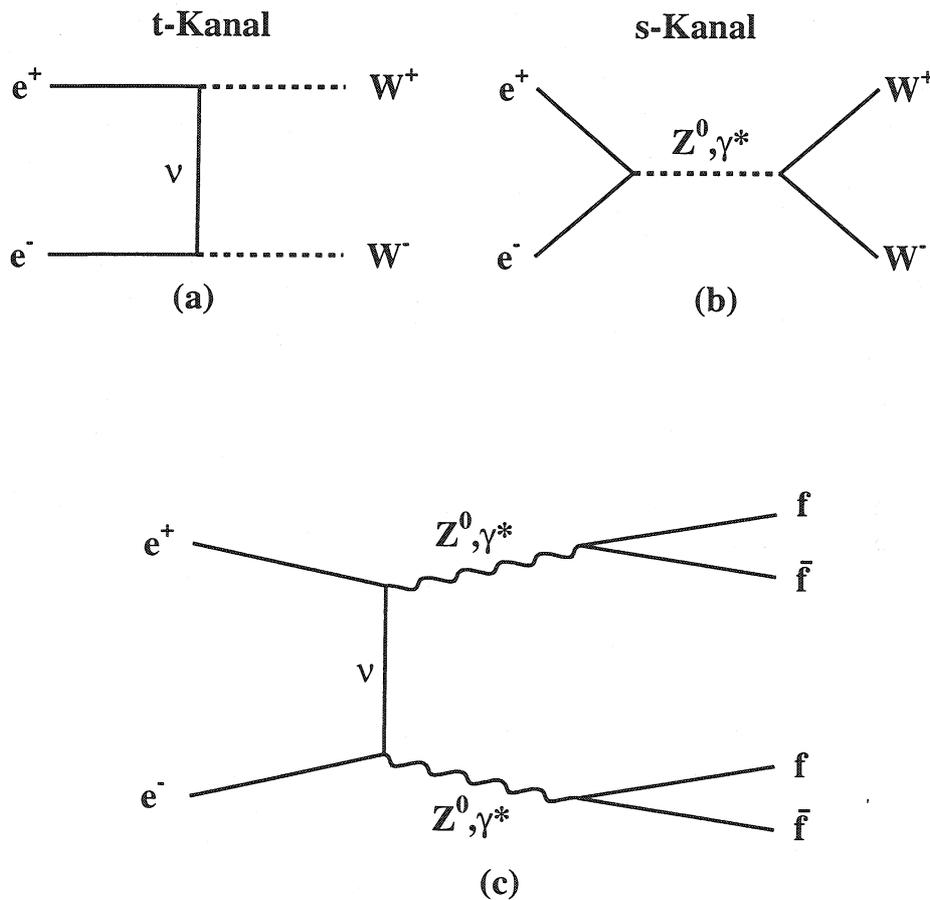


Abbildung 32: Einfache Graphen mit vier Fermionen im Endzustand. (a),(b): Es entsteht ein W -Paar, bei dessen Zerfall die Endzustände $l\nu l\nu$, $l\nu qq$ und $qqqq$ möglich sind. (c): Es entsteht ein Z^0 -Paar und auch $llll$, $\nu\nu\nu\nu$ Endzustände sind möglich.

Solche Endzustände entstehen hauptsächlich in W^+W^- - bzw. Z^0Z^0 -Ereignissen (s. Abb. 32(a), (b) bzw. (c)) und ihre Beobachtung wurde erst bei LEP2-Schwerpunktenergien möglich. Daß vor allem semi-leptonische Prozesse einen wichtigen Untergrund zur Produktion von einzelnen Leptoquarks liefern, ist offensichtlich: Es entstehen isolierte Elektronen, Jets und/oder fehlende Energie. Die Topologie der Vier-Fermion-Ereignisse ähnelt

somit stark derjenigen des Signals (s. Kap. 2.4).

Für die Simulation der Vier-Fermion-Ereignisse wurden zwei verschiedene Monte-Carlo-Programme verwendet.

1. **GRC4F 2.1** [38] ist auf Vier-Fermion-Prozesse spezialisiert und basiert auf dem Programmpaket **GRACE** [39], das für jeden beliebigen Prozeß mit bekanntem Anfangs- und Endzustand Matrixelemente unter Verwendung von Helizitätsamplituden erzeugt. Die Fermionen sind massiv und die Helizitätsinformation kann bis zu den Teilchen im Endzustand weiterverfolgt werden. GRC4F enthält insgesamt 76 Vier-Fermion-Prozesse, davon sind 24 leptonisch, 36 semi-leptonisch und 16 hadronisch. Nach Auswahl eines Prozesses werden totale und differentielle Wirkungsquerschnitte berechnet. Für Strahlungskorrekturen kann man die üblichen Elektron-Strukturfunktionen wählen. Man kann aber auch einen Parton-Shower-Algorithmus verwenden, der ursprünglich für QCD-Parton-Shower benutzt wurde und hier Photon-Shower simuliert. Diese Methode reproduziert sogar die Transversalimpulsverteilung von radiativen Photonen. GRC4F berücksichtigt außerdem Coulomb-Korrekturen zwischen intermediären W-Bosonen, anomale Kopplungen und Gluonbeiträge bei den hadronischen Prozessen. Die Hadronisierung erfolgt wie bei vielen anderen Programmen mit JETSET.

Es wurden ≈ 395000 Ereignisse erzeugt, die einer integrierten Luminosität von 5 fb^{-1} entsprechen. Die Bremsstrahlung im Anfangszustand wurde mit Elektron-Strukturfunktionen simuliert.

2. **KORALW 1.42** [40] ist ebenfalls auf Ereignisse mit vier Fermionen im Endzustand spezialisiert. Multiple Photonen durch Bremsstrahlung im Anfangszustand werden im Rahmen des YFS-Modells [41] behandelt. Das Programm erzeugt Teilchen und deren Viererimpulsvektoren. Im Anschluß daran werden Wirkungsquerschnitte mit samt den statistischen Fehlern für alle ausgewählten Prozesse angegeben. Die W-Paarproduktion ist als Teilmenge von allen möglichen Feynman-Graphen enthalten, kann aber auch exklusiv simuliert werden. Coulomb-Korrekturen und anomale Kopplungen werden für W-Paare wie in GRC4F ebenfalls berücksichtigt. QED-Strahlung im Endzustand wird für geladene Leptonen mit PHOTOS [42] simuliert. Die Hadronisierung erfolgt mit JETSET, lediglich für τ -Zerfälle wird TAUOLA verwendet.

6 Bisherige Messungen für Leptoquarks

Wie bereits im Kapitel über theoretische Grundlagen erläutert, können Leptoquarks sowohl einzeln als auch paarweise erzeugt werden. Welcher Produktionsmechanismus bei einem bestimmten Experiment untersucht wird, hängt von den beschleunigten Teilchen und deren Schwerpunktsenergie ab. Während man bei LEP sowohl die Paarproduktion als auch die Produktion einzelner LQ untersucht, wird beim $p\bar{p}$ -Beschleuniger **TEVATRON** am **FERMILAB** nur die Paarproduktion analysiert, weil die Produktion einzelner LQ bei einer $p\bar{p}$ -Schwerpunktsenergie von ≈ 1.8 TeV unterdrückt ist. Beim ep -Beschleuniger **HERA** am **DESY** dagegen wird nur die Produktion von einzelnen Leptoquarks untersucht. In diesem Kapitel sollen bereits existierende Leptoquark-Analysen kurz vorgestellt werden, um die vorliegende Arbeit besser einordnen zu können. Im nächsten Kapitel folgt dann eine kurze Beschreibung von Messungen zu Squarks mit Verletzung der R-Parität.

6.1 Paarproduktion

6.1.1 LEP

Mit dem OPAL-Detektor wurde bereits 1991 nach skalaren Leptoquarks der drei Generationen in Z^0 -Ereignissen gesucht [43]. Für $\beta = 0.5$ wurde eine obere Grenze von 1.7 pb für den Paarproduktionswirkungsquerschnitt aufgestellt, sowie eine untere Massengrenze von 46.4 GeV/c². Eine umfangreichere Suche nach Leptoquarks wurde dann mit den 1997 bei einer e^+e^- -Schwerpunktsenergie von etwa 183 GeV aufgenommenen Daten durchgeführt [44]. Die beiden Leptoquarks koppeln an ein virtuelles Photon oder an ein Z^0 -Boson und zerfallen innerhalb einer einzigen Fermion-Generation. Es wurde nach skalaren LQ der drei Generationen und Vektor-LQ der ersten beiden Generationen in drei Klassen von Ereignissen gesucht: zwei Jets und zwei Neutrinos; zwei Jets, ein geladenes Lepton und ein Neutrino; zwei Jets und zwei geladene Leptonen. Das Verzweigungsverhältnis β wurde nicht auf einen Wert festgelegt, sondern zwischen 0 und 1 variiert. Die ermittelten Massengrenzen sind in Tab. 9 zu sehen.

Auch bei DELPHI und L3 wurde in Z^0 -Ereignissen nach skalaren Leptoquarks gesucht [45, 46]. Die Massengrenzen ähneln denen von OPAL bei LEP1.

6.1.2 TEVATRON

Am FERMILAB (Fermi National Accelerator Laboratory) in Batavia (Illinois, USA) befindet sich der bislang höchstenergetischste Teilchenbeschleuniger TEVATRON. Es handelt sich um ein Proton-Synchrotron mit einem Umfang von etwa 6.4 km. Protonen und Antiprotonen werden mit Hilfe von 1000 supraleitenden Magneten auf eine Energie von etwa 1 TeV beschleunigt. Zwei Detektoren, **D0** und **CDF**, registrieren die Teilchen, die bei den $p\bar{p}$ -Kollisionen entstehen. Wie bereits in der Einleitung dieses Kapitels erwähnt, ist die Paarproduktion bei der ersten Phase des TEVATRON bei einer $p\bar{p}$ -Schwerpunktsenergie von etwa 1.8 TeV der dominierende Mechanismus für Leptoquarks: Die Massengrenze für LQ liegt bei etwa 200 GeV/c², was einer Forderung nach kleinen LQ-Quark-Lepton-Kopp-

LQ	$Q_{e.m.}$	β	1 st gen.	2 nd gen.	3 rd gen.
S_0	-1/3	[0.5,1]	44.2(*)	44.2(*)	-
\tilde{S}_0	-4/3	1	85.8	85.5	82.7
$S_{1/2}$	-2/3	[0,1]	80.8(**)	78.8(**)	82.2(***)
	-5/3	1	87.0	86.8	-
$\tilde{S}_{1/2}$	+1/3	0	71.6	71.6	71.6
	-2/3	1	81.8	81.5	76.9
	+2/3	0	84.8	84.8	-
S_1	-1/3	0.5	44.2(*)	44.2(*)	-
	-4/3	1	87.8	87.6	85.8
V_0	-2/3	[0.5,1]	85.8(**)	85.1(**)	-
\tilde{V}_0	-5/3	1	90.5	90.4	-
$V_{1/2}$	-1/3	[0,1]	88.0(**)	87.5(**)	-
	-4/3	1	90.1	90.0	-
$\tilde{V}_{1/2}$	+2/3	0	87.5	87.5	-
	-1/3	1	88.8	88.6	-
	+1/3	0	89.8	89.8	-
V_1	-2/3	0.5	85.8	85.1	-
	-5/3	1	90.8	90.7	-

Tabelle 9: Untere Massengrenze in GeV für skalare und vektorielle Leptoquarks, die von der Paarproduktionsanalyse mit dem OPAL-Detektor aufgestellt wurden.

(*) LEP1-Grenzen.

(**) Kleinster erlaubter Wert für M_{LQ} .

(***) Dieser Wert gilt für $\beta = 1$ (d.h. $\lambda_L = 0$ unterhalb der Top-Quark-Schwelle).

lungen ($\lambda < 0.5$) entspricht. Dies wiederum bedeutet, daß der Wirkungsquerschnitt für die Produktion einzelner LQ gegen denjenigen der Paarproduktion unterdrückt ist. Letzterer ist unabhängig von λ .

Bei $p\bar{p}$ -Wechselwirkungen kann die LQ-Paarproduktion über die in Abb. 33(a) bis (f) dargestellten Graphen [47] erfolgen: Der Lepton-Austausch in Abb. 33(f) ist allerdings

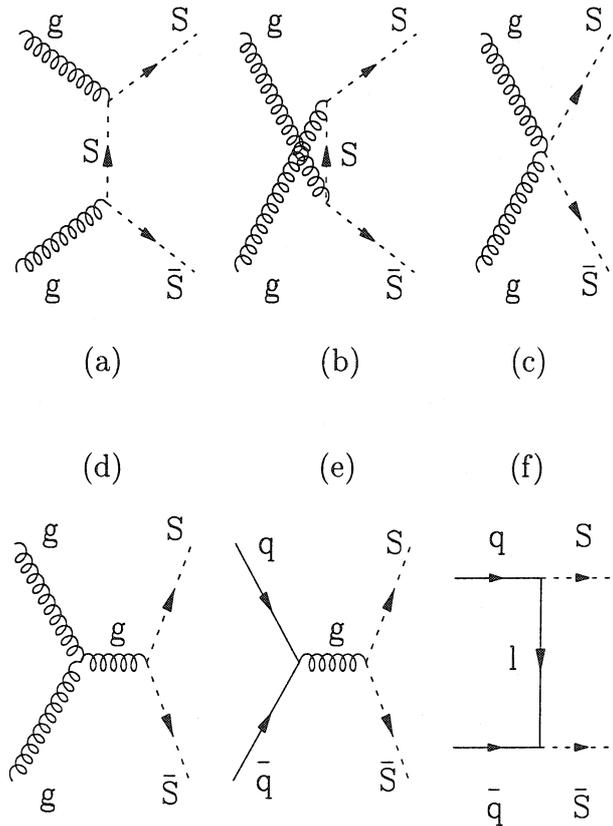


Abbildung 33: LQ-Paarproduktion in $p\bar{p}$ -Wechselwirkungen: (a)-(d) Gluon-Fusion, (e) Quark-Antiquark-Annihilation und (f) Lepton-Austausch.

ebenfalls abhängig von λ und im Vergleich zur Gluon-Fusion- und zur Quark-Antiquark-Annihilation unterdrückt.

Mit dem D0-Detektor wurde nach Leptoquarks der ersten beiden Generationen gesucht [48], bei CDF wurde nach allen drei Generationen gesucht [49]. D0 hat für die erste Generation alle drei Ereignisklassen ($jetjet\nu\nu$, $jetjet\nu e$, $jetjetee$) untersucht und die Ergebnisse kombiniert. Für ein Vertrauensniveau (**confidence level CL**) von 95% wurden Grenzen auf den Paarproduktionswirkungsquerschnitt als Funktion der LQ-Masse bzw. als Funktion von β aufgestellt. Für $\beta = 1, 0.5$ bzw. 0 erhält man untere Grenzen von jeweils 225, 204 bzw. 79 GeV/c^2 . Bei CDF wurde nur der Zerfall in zwei Jets und zwei Elektronen analysiert, d.h. nur $\beta=1$. Die untere Massengrenze beträgt 213 GeV/c^2 . Beide Experimente haben ihre Ergebnisse für $\beta = 1$ kombiniert und bekommen bei einem 95% CL eine

untere Massengrenze für skalare Leptoquarks der ersten Generation von $242 \text{ GeV}/c^2$ [50].

6.2 Produktion einzelner Leptoquarks

6.2.1 LEP

Die Produktion einzelner Leptoquarks wurde bei OPAL zum ersten Mal mit den 1996 bei e^+e^- -Schwerpunktsenergien von 161 und 172 GeV aufgenommenen Daten untersucht [51]. Die Analyse wurde nur für skalare Leptoquarks der ersten Generation mit Ladung $\pm\frac{1}{3}$ und $\pm\frac{5}{3}$ durchgeführt. Beide Zerfallskanäle in ein Quark und ein Neutrino bzw. Elektron wurden untersucht. Für $\beta = 1$ und 0.5 ergab sich bei einem CL von 95% eine untere Massengrenze von $131 \text{ GeV}/c^2$, wobei $\lambda = \sqrt{4\pi\alpha_{em}}$. In Abb. 34 ist der ebenfalls bei einem CL von 95% in der λ - M_{LQ} -Ebene ausgeschlossene Bereich dargestellt.

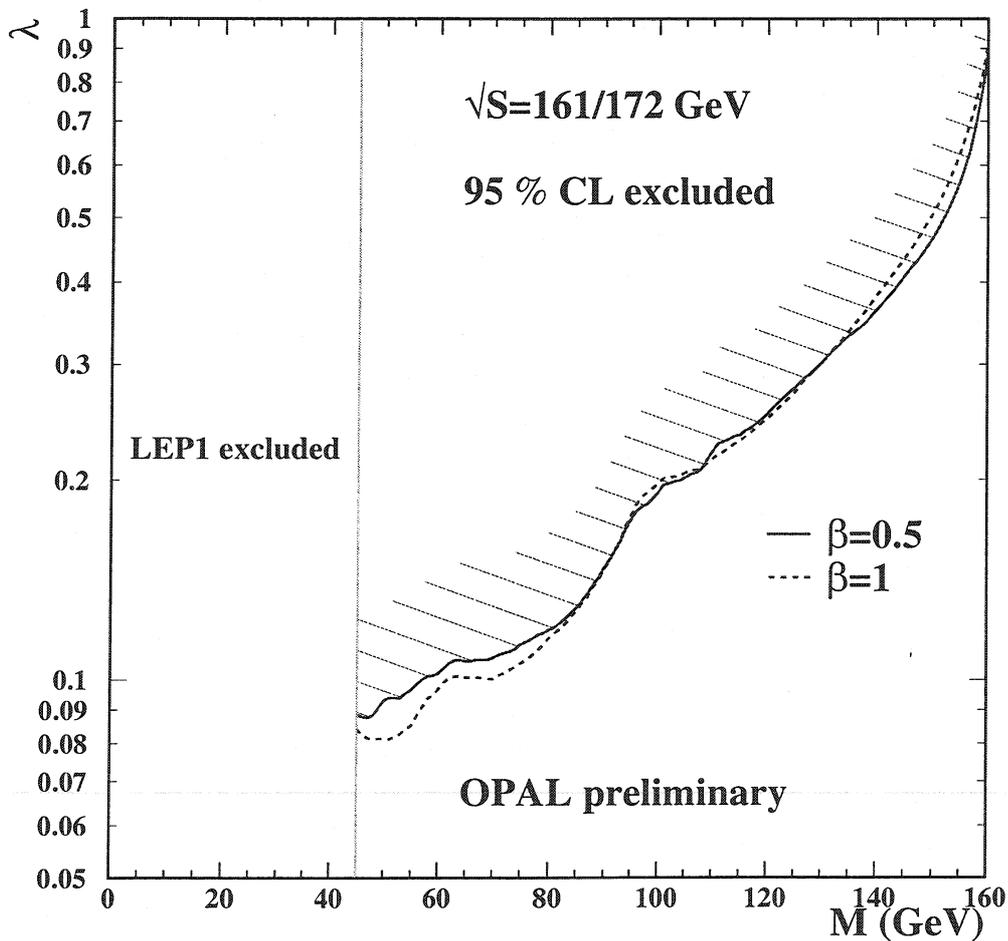


Abbildung 34: Von der OPAL-Analyse bei e^+e^- -Schwerpunktsenergien von 161 und 172 GeV ausgeschlossener Bereich in der λ - M_{LQ} -Ebene für einzeln produzierte Leptoquarks mit Ladung $\pm 1/3$ bzw. $\pm 5/3$.

Die DELPHI-Kollaboration hat bei e^+e^- -Schwerpunktsenergien von 183 GeV nach einzeln produzierten skalaren und vektoriellen Leptoquarks gesucht [52]. In Tab. 10 sind die bei einem CL von 95% und für $\lambda = \sqrt{4\pi\alpha_{em}}$ aufgestellten Massengrenzen angegeben. Abb. 35 zeigt den für die Kopplungskonstante λ in Abhängigkeit der Leptoquark-Masse ausgeschlossenen Bereich für skalare und vektorielle Leptoquarks verschiedener Ladungen.

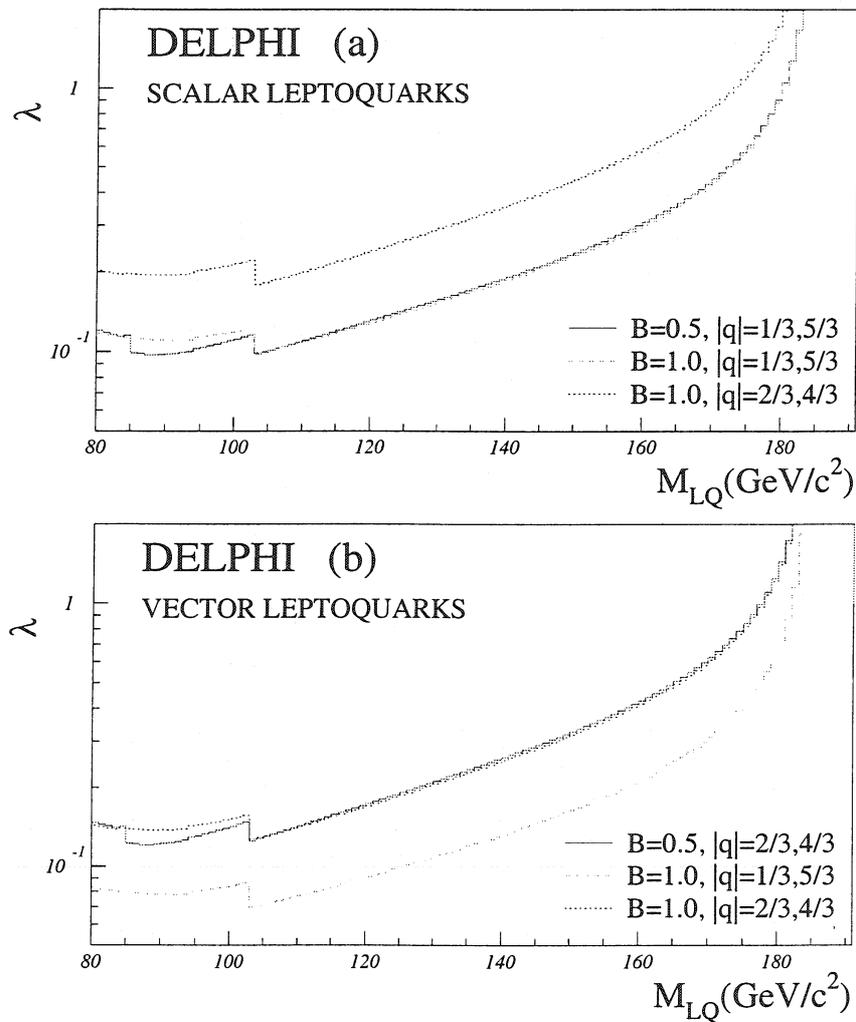


Abbildung 35: Von der DELPHI-Analyse bei e^+e^- -Schwerpunktsenergien von 183 GeV ausgeschlossener Bereich in der λ - M_{LQ} -Ebene für verschiedene skalare und vektorielle Leptoquark-Zustände, die einzeln erzeugt wurden.

β	0.5		1	
Ladung des LQ	1/3	2/3	1/3, 5/3	2/3, 4/3
Massengrenze skalare LQ [GeV/c ²]	161	-	161	134
Massengrenze Vektor-LQ [GeV/c ²]	-	149	171	150

Tabelle 10: Von DELPHI bei e^+e^- -Schwerpunktenergien von 183 GeV aufgestellte Massengrenzen für einzeln erzeugte skalare und vektorielle Leptoquarks verschiedener Ladungen ($\lambda = \sqrt{4\pi\alpha_{em}}$).

6.2.2 HERA

Bei **HERA** (**HochEnergie-Ring Anlage**) am **DESY** (**Deutsches Elektronen-SYnchrotron**) werden Elektronen bzw. Positronen und Protonen beschleunigt und zur Kollision gebracht. Die Leptonen erreichen eine maximale Energie von 30 GeV und sind longitudinal polarisiert. Die Protonen werden auf maximal 820 GeV beschleunigt, was zu einer ep -Schwerpunktenergie von etwa 300 GeV führt. Der Speicherring hat einen Umfang von etwa 6.34 km und vier Wechselwirkungszone. An zwei von diesen stehen Teilchendetektoren, **H1** [53] und **ZEUS** [54], die antisymmetrisch gebaut sind, da die Kollisionen nicht im ep -Schwerpunktssystem erfolgen. Ein Großteil der bei H1 und ZEUS durchgeführten Analysen beschäftigt sich mit der tief-unelastischen Elektron-Proton-Streuung (s. Abb. 36(a)).

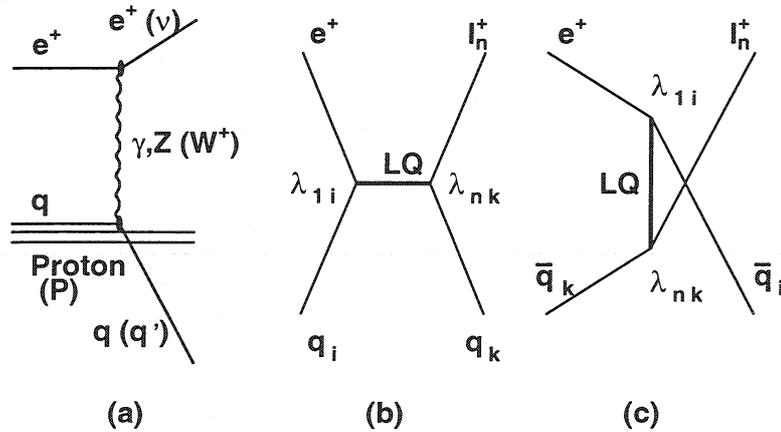


Abbildung 36: (a) Tief-unelastische ep -Streuung bei HERA, (b) resonante LQ-Produktion (s-Kanal) und (c) LQ-Austausch (u-Kanal).

Die Leptoquarks entstehen bei ep -Wechselwirkungen ganz ähnlich wie bei $e\gamma$ -Wechselwirkungen: Das Lepton und ein Parton aus dem Proton bilden ein Leptoquark. In Abb. 36(b) ist die resonante LQ-Produktion dargestellt (s-Kanal), während in Abb. 36(c) der Austausch eines Leptoquarks dargestellt ist (u-Kanal).

Das Interesse für Leptoquarks lebte im Februar 1997 wieder auf, als in den von 1994 bis 1996 bei HERA aufgenommenen Daten mehr Ereignisse beobachtet als vom Standardmodell vorhergesagt wurden. Beide Kollaborationen sahen einen deutlichen Überschuß bei Ereignissen mit neutralen Strömen (NC: Austausch eines neutralen Teilchens zwischen Positron und Proton, z.B. ein Photon) mit sehr hohem Quadrat des Viererimpulsübertrages ($Q^2 > 15000 \text{ GeV}^2$) und gleichzeitig großem x (Anteil des wechselwirkenden Partons am Proton-Impuls). Bei H1 wurden z.B. 12 Ereignisse beobachtet, aber nur 4.71 ± 0.76 erwartet [55]. In Ereignissen mit geladenen Strömen (CC) war der Überschuß nicht ganz so stark: 4 Ereignisse wurden beobachtet und 1.77 ± 0.87 erwartet. Auch nach Hinzunahme der 1997 aufgenommenen Daten verschwand der Überschuß nicht, obwohl er weniger signifikant war [56] und die Ereignisse nicht mehr in einem kleinen x -Bereich angehäuft waren. Mögliche Erklärungen für den Überschuß sind die resonante Produktion von Leptoquarks bzw. von Squarks mit Verletzung der R-Parität.

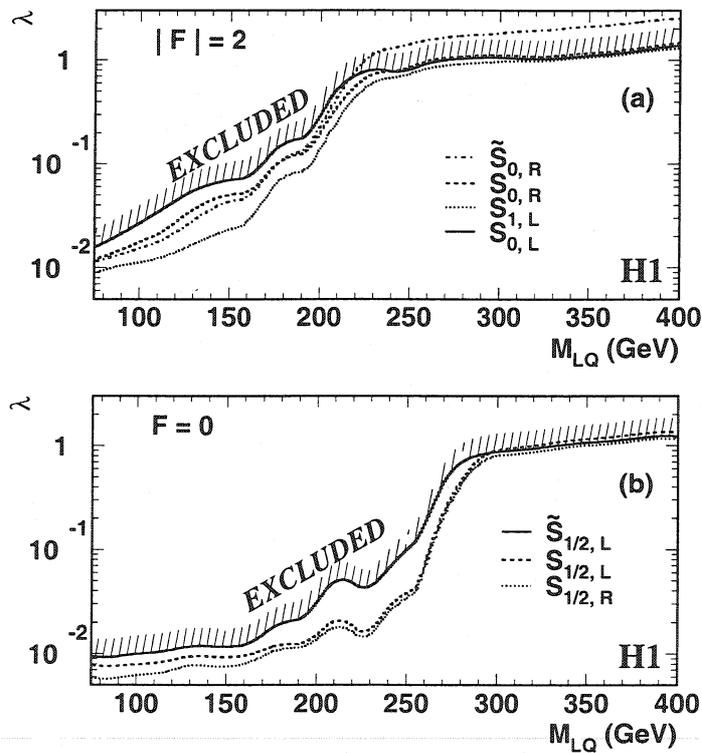


Abbildung 37: Von der H1-Kollaboration ausgeschlossene Bereiche für λ im BRW-Modell als Funktion der Leptoquark-Masse für skalare Leptoquarks, die bei HERA einzeln produziert wurden.

Mit den von 1994 bis 1997 aufgenommenen NC DIS Ereignissen wurden von H1 für skalare und vektorielle Leptoquarks der ersten Generation Grenzen auf die Kopplungskonstante λ gesetzt (s. Abb. 37 für skalare LQ). Skalare Leptoquarks im effektiven Buchmüller-

Rückl-Wyler Modell mit Massen kleiner als 275 GeV werden für $\lambda=0.3$ ausgeschlossen. Die Ergebnisse aus den NC und CC DIS Ereignissen werden außerdem kombiniert, um in einem generischen Modell λ für beliebige Werte von β einzugrenzen. Schließlich wurden auch für feste Werte von λ Bereiche für das Verzweigungsverhältnis β als Funktion der Leptoquark-Masse ausgeschlossen und mit den Ergebnissen von der D0-Kollaboration verglichen (s. Abb. 38). All diese Ergebnisse sind in [58] ausführlich dargestellt.

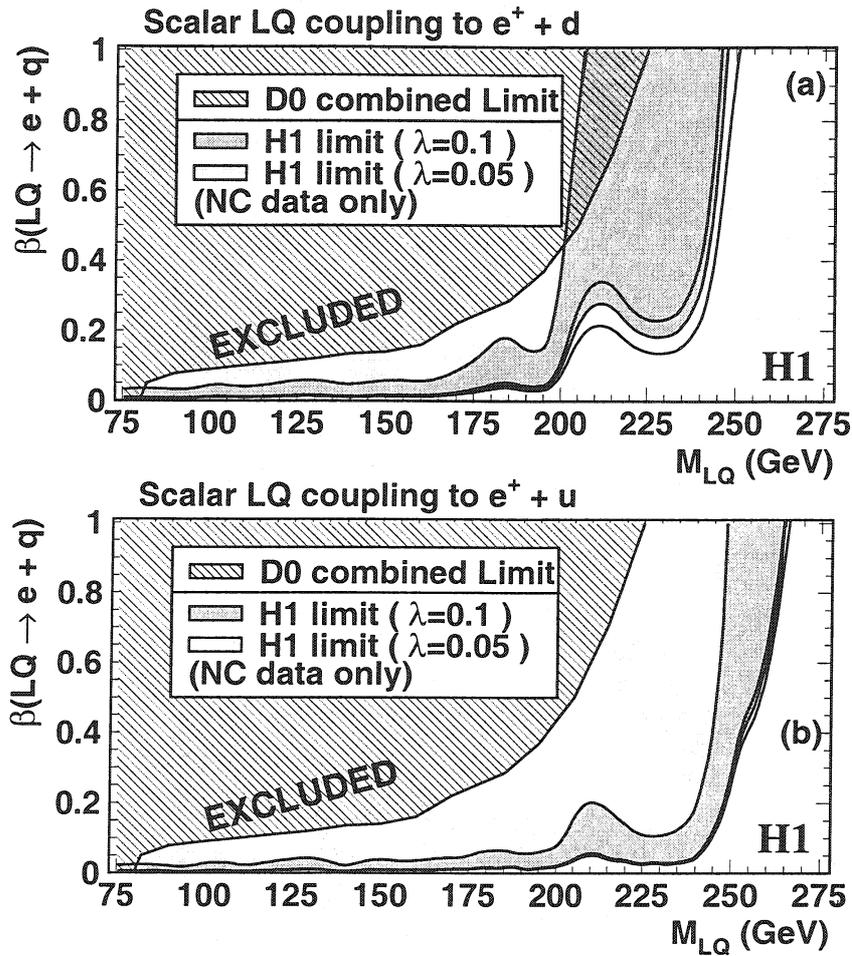


Abbildung 38: Vergleich der von H1 und D0 ausgeschlossenen Bereiche für das Verzweigungsverhältnis β als Funktion der Leptoquark-Masse: (a) e^+d und (b) e^+u -Fusion.

7 Bisherige Messungen für Squarks in Modellen mit Verletzung der R-Parität

Bei der Suche nach Squarks muß man zwischen Analysen mit Erhaltung bzw. Verletzung der R-Parität unterscheiden. In diesem Kapitel werden lediglich Analysen mit Verletzung der R-Parität vorgestellt, da die hier untersuchten, einzeln erzeugten Squarks nur unter Verletzung der R-Parität produziert werden können (vgl. Kap. 2.2). Bei LEP wurde bislang nur die Paarproduktion von Squarks untersucht. Die vorliegende Arbeit beschreibt die erste Messung der Produktion einzelner Squarks bei LEP.

7.1 LEP

Bei OPAL wurde bei e^+e^- -Schwerpunktsenergien von 183 GeV im Rahmen einer Analyse zur Paarproduktion von skalaren Fermionen, die die R-Parität verletzen, auch nach Stop-Quarks gesucht [59]. Wie bereits im Kapitel über theoretische Grundlagen erläutert, ist das leichteste supersymmetrische Teilchen bei R-Paritäts-verletzenden Wechselwirkungen nicht mehr stabil. Die Verzweungsverhältnisse von gewissen R-Paritäts-verletzenden Zerfallskanälen können ebenso groß oder sogar größer sein als diejenigen für Zerfälle, die die R-Parität erhalten, wie z.B. für den Zerfall von skalaren Top-Quarks in Fermionen der dritten Generation. Bei der Analyse wurde angenommen, daß jeweils nur eine der R-Paritäts-verletzenden Kopplungen (s. Kap. 2.2) dominiert. Bei der Paarproduktion von skalaren Fermionen erhält man Ereignisse mit zahlreichen Leptonen, Leptonen und Jets oder mehreren Jets, mit oder ohne fehlende Energie. Es wurde kein Hinweis auf neue Teilchen gefunden. Daher wurden Grenzen auf die Masse und den Produktionswirkungsquerschnitt berechnet. In Tab. 11 sind die für zwei extreme Werte des Mischungswinkels $\theta_{\tilde{t}}$ bestimmten Massengrenzen für die vier untersuchten Zerfallskanäle des skalaren Top-Quarks aufgeführt.

Zerfallskanal	$\theta_{\tilde{t}} = 0 \text{ rad}$	$\theta_{\tilde{t}} = 0.98 \text{ rad}$
$\tilde{t}_1 \rightarrow e q$	86 GeV	82 GeV
$\tilde{t}_1 \rightarrow \mu q$	86 GeV	82 GeV
$\tilde{t}_1 \rightarrow \tau q$	81 GeV	73 GeV
$\tilde{t}_1 \rightarrow qq$	79 GeV	76 GeV

Tabelle 11: Von OPAL aufgestellte Massengrenzen für das skalare Top Quark für die beiden Extremwerte des Mischungswinkels $\theta_{\tilde{t}}$. Es wurden vier Zerfallskanäle untersucht: Elektron-Quark (eq), Myon-Quark (μq), Tau-Quark (τq) und Quark-Quark-Kanal (qq).

In Abb. 39 ist als Beispiel der für Zerfälle über die Kopplungskonstante λ' für den Wirkungsquerschnitt berechnete ausgeschlossene Bereich als Funktion der Masse des skalaren Top-Quarks dargestellt.

OPAL

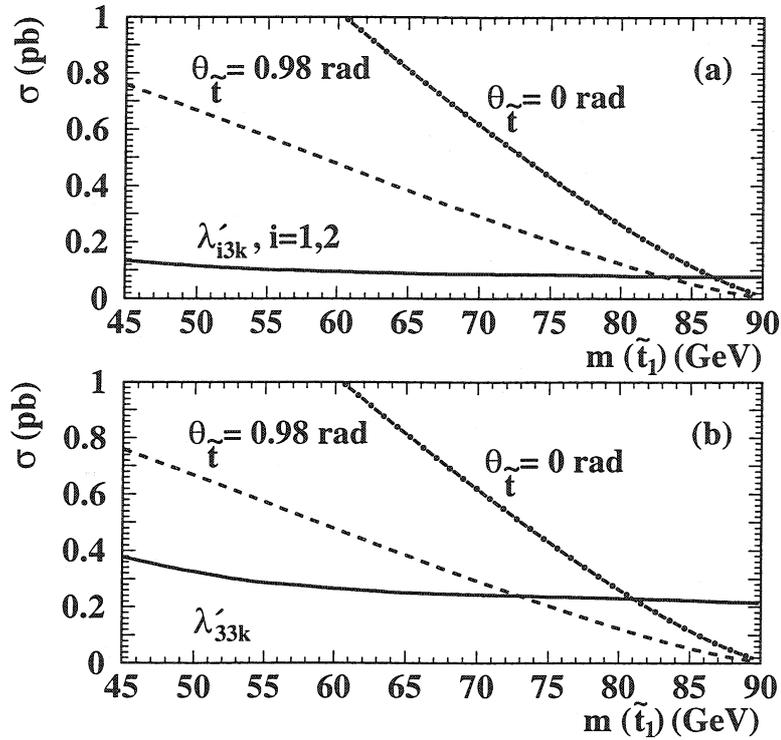


Abbildung 39: 95% CL Grenzen auf den Wirkungsquerschnitt für die Stop-Paarproduktion und direkte Zerfälle mit Kopplung λ' : (a) Elektron- und Myon-Kanal und (b) Tau-Kanal. Die strichpunktiierten bzw. gestrichelten Kurven entsprechen dem vom MSSM vorhergesagten maximalen ($\theta_{\tilde{t}}=0$ rad) bzw. minimalen ($\theta_{\tilde{t}}=0.98$ rad) Wirkungsquerschnitt.

Bei OPAL wurden außerdem bei der sehr präzisen Messung des Fermion-Paarproduktionswirkungsquerschnittes indirekte Grenzen auf supersymmetrische Teilchen gesetzt [60].

Auch die **DELPHI**-Kollaboration hat bei e^+e^- -Schwerpunktsenergien von 183 GeV nach supersymmetrischen Teilchen gesucht, allerdings nur für je eine dominante Kopplungskonstante λ , d.h sie haben sich auf den Operator $LL\bar{E}$ beschränkt [61]. Dies bedeutet für die Squarks, daß lediglich der indirekte Zerfall in ein Quark und ein Neutralino $\tilde{\chi}_1^0$ (oder Chargino) möglich ist, also für das skalare Top Quark $\tilde{t} \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0$. Das Neutralino zerfällt anschließend unter Verletzung der R-Parität. Bei einem CL von 95% ergibt sich für das Stop-Quark eine untere Massengrenze von 61 GeV/ c^2 bei einer $\tilde{\chi}_1^0$ - Massengrenze von 27 GeV/ c^2 und einer minimalen Massendifferenz von 4 GeV/ c^2 zwischen Stop und Neutralino. In Abb. 40 ist der in der $m_{\tilde{t}}, m_{\tilde{\chi}_1^0}$ -Ebene ausgeschlossene Bereich dargestellt.

Mit dem **ALEPH**-Detektor wurde bei e^+e^- -Schwerpunktsenergien von 183 GeV ebenfalls die Paarproduktion von Charginos, Sleptons, Squarks und Sneutrinos analysiert [62]. Alle drei Operatoren, die die R-Parität verletzen, wurden berücksichtigt. In Abb. 41 ist als

Stop searches at $\sqrt{s} = 183 \text{ GeV}$

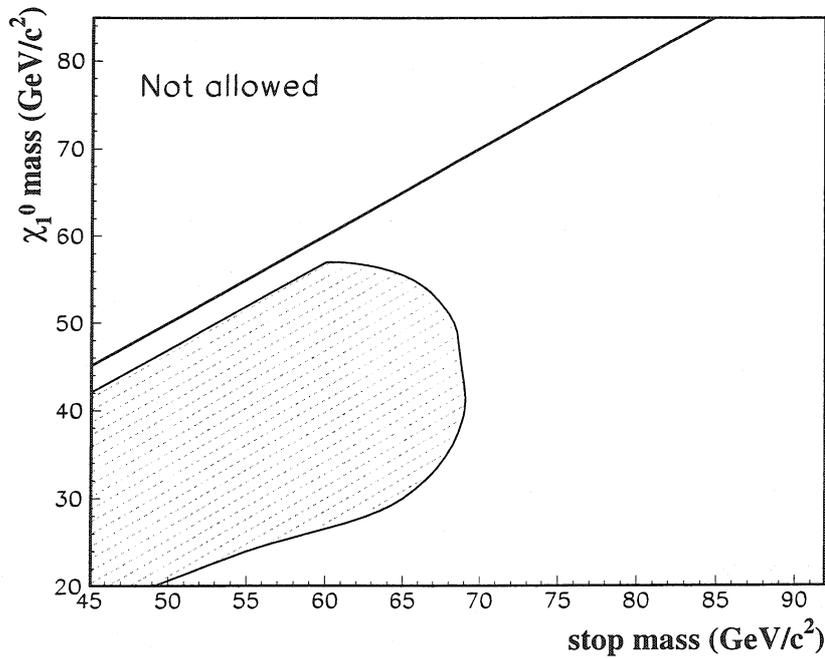


Abbildung 40: Von DELPHI ausgeschlossener Bereich (schraffiert) in der $m_{\tilde{t}}$, $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ -Ebene. Der indirekte Zerfall des Stops mit Kopplungskonstante λ ist nur unterhalb der Geraden erlaubt.

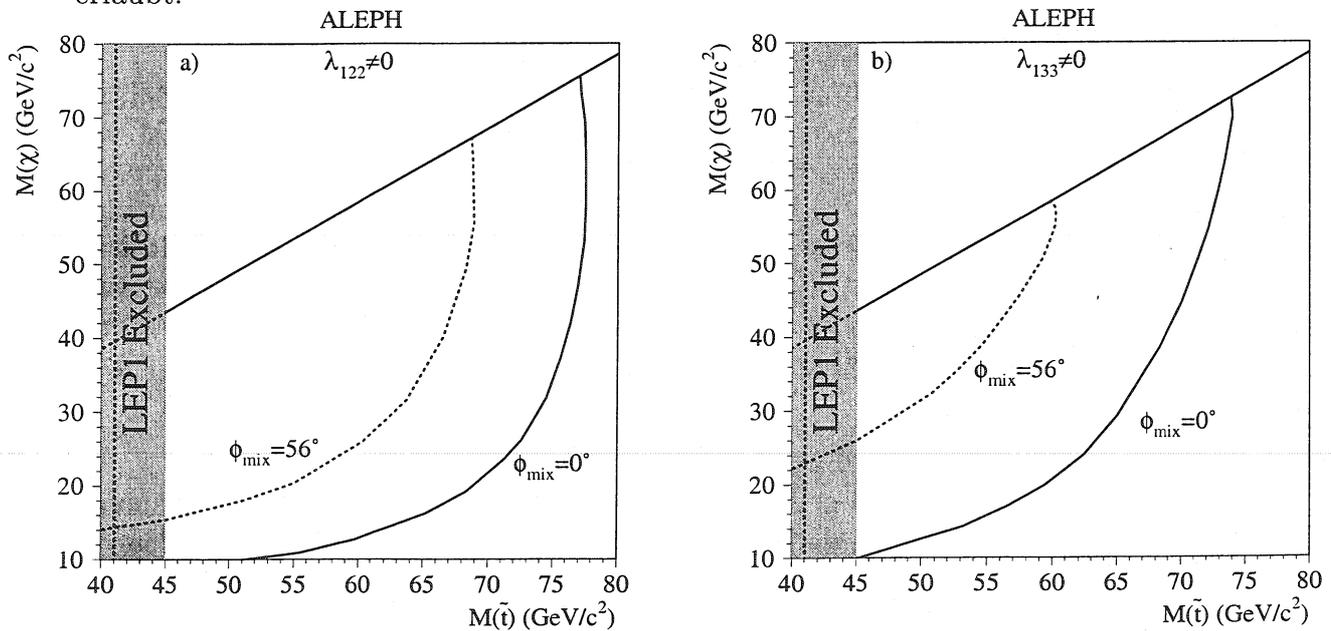


Abbildung 41: Von ALEPH in der $m_{\tilde{t}}$, $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ -Ebene für den indirekten Zerfall ausgeschlossener Bereich mit einem 95% CL: (a) Kopplung λ_{122} und (b) λ_{133} . Für die Mischungswinkel ϕ_{mix} wurden die Extremwerte 0° und 56° gewählt.

Beispiel der ausgeschlossene Bereich für die Kopplungskonstanten λ_{122} und λ_{133} beim indirekten Zerfall des Stop-Quarks dargestellt. Für Squarks wurden folgende Massengrenzen aufgestellt:

- Direkter Zerfall
 $LQ\bar{D}$ -Kopplung: $M_{\tilde{t}_L} > 77 \text{ GeV}/c^2$ für $\text{BR}(\tilde{t}_L \rightarrow q\tau)=1$
 $\bar{U}\bar{U}\bar{D}$ -Kopplung: $M_{\tilde{u}_R} > 69 \text{ GeV}/c^2$ und $M_{\tilde{d}_R} > 49 \text{ GeV}/c^2$
- Indirekter Zerfall
 $LL\bar{E}$ -Kopplung: $M_{\tilde{t}_L} > 61 \text{ GeV}/c^2$
 $\bar{U}\bar{U}\bar{D}$ -Kopplung: $M_{\tilde{t}_L} > 58 \text{ GeV}/c^2$

7.2 TEVATRON

Sowohl D0 als auch CDF haben für die Paarproduktion von Squarks nach zwei verschiedenen Topologien gesucht:

- Mindestens zwei Elektronen und vier Jets [63]:
 Im Rahmen des minimalen Supergravitationsmodells (mSUGRA: Supersymmetrie mit lokalen Transformationen und Einbeziehung der Gravitation [5]) schließt D0 mit einem 95% CL für je eine der sechs Kopplungskonstanten λ'_{1jk} Squarks mit Massen unter $243 \text{ GeV}/c^2$ aus. Dies gilt für $A_0=0$, $\mu < 0$ und $\tan\beta=2$. Dabei ist A_0 die trilineare Kopplung im mSUGRA, μ der Massenparameter für das Higgsino und $\tan\beta$ das Verhältnis der Vakuumerwartungswerte der beiden Higgs-Dubletts. Bei CDF wurde nur die Kopplungskonstante λ'_{121} in einer Charm-Squark-Analyse betrachtet ($p\bar{p} \rightarrow \tilde{g}\tilde{g} \rightarrow (c\bar{c})(c\bar{c}) \rightarrow c(e^\pm d)c(e^\pm d)$) und im Rahmen des MSSM interpretiert. Das Produkt aus dem Wirkungsquerschnitt σ und dem Verzweigungs-verhältnis BR wird für $\sigma BR \geq 0.18 \text{ pb}$ unabhängig von der Masse des Gluinos mit einem 95% CL ausgeschlossen. In Abb. 42 ist der ausgeschlossene Bereich in der $m(\tilde{g}) - m(\tilde{q})$ -Ebene dargestellt. Mit einer sehr ähnlichen Neutralino-Analyse mit zwei Jets mehr im Endzustand setzt CDF die Grenzen $M(\tilde{t}_1) > 135 \text{ GeV}/c^2$ für ein schweres Neutralino und $M(\tilde{q}) > 260 \text{ GeV}/c^2$ für ein schweres Neutralino und ein leichtes Gluino.
- Mehrere Jets und fehlende Energie [64]:
 Die Ergebnisse dieser Analyse werden von D0 ebenfalls im mSUGRA-Modell interpretiert. Für $A_0=0$, $\mu < 0$ und $\tan\beta=2$ werden alle Modelle mit Squark-Massen unter $250 \text{ GeV}/c^2$ ausgeschlossen. Bei Modellen mit ungefähr gleich großen Squark- und Gluino-Massen wird eine untere Grenze von $260 \text{ GeV}/c^2$ gesetzt. Bei CDF wurde im Rahmen des MSSM für ein CL von 95% bei etwa gleicher Squark- und Gluino-Masse eine untere Grenze von $216 \text{ GeV}/c^2$ aufgestellt.

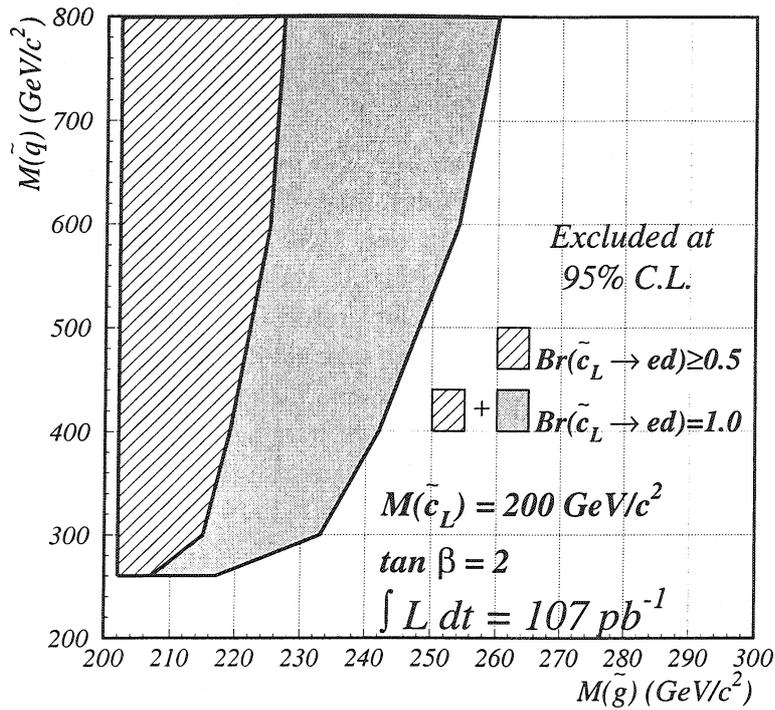


Abbildung 42: Von CDF mit der Charm-Squark-Analyse ausgeschlossener Bereich in der $m(\tilde{g}) - m(\tilde{q})$ -Ebene.

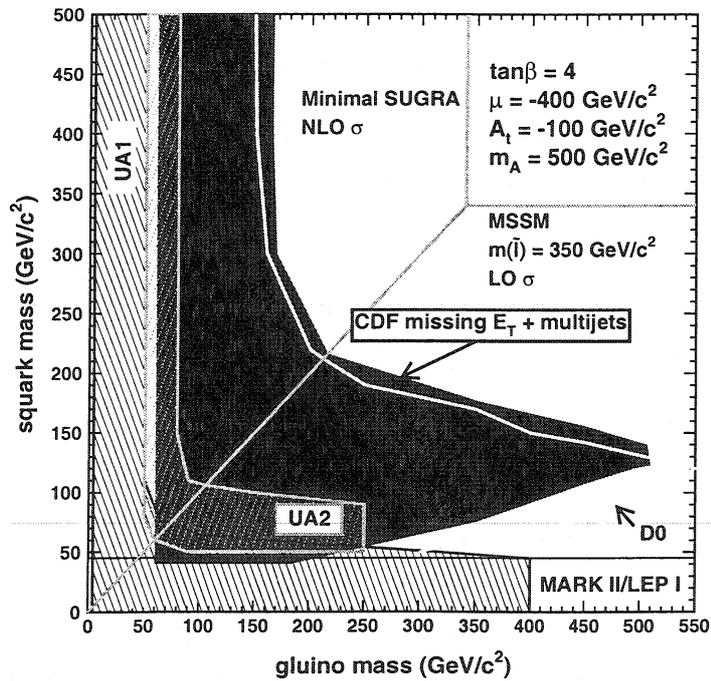


Abbildung 43: Von CDF mit der Analyse von Ereignissen mit Jets und fehlender Energie ausgeschlossener Bereich in der $m(\tilde{g}) - m(\tilde{q})$ -Ebene.

7.3 HERA

Die Produktion einzelner Squarks mit Verletzung der R-Parität ist bei HERA völlig analog zu der Leptoquark-Produktion. Sie erfolgt über Elektron- bzw. Positron-Quark-Fusion mit einer der λ' -Kopplungen. Bereits in den 1994 aufgezeichneten Daten suchte die H1-Kollaboration nach Squarks, die die R-Parität verletzen [65]. Bei einem CL von 95% wurden damals für $\lambda' \geq \sqrt{4\pi\alpha_{em}}$ Squarks der ersten Generation mit Massen unter $240 \text{ GeV}/c^2$ ausgeschlossen, wobei die Grenzen nur sehr schwach von den Parametern des MSSM abhängen. Für das skalare Top-Quark wird eine untere Massengrenze von 138 GeV gesetzt, wobei $\lambda \times \cos\theta_t \geq 0.1 \times \sqrt{4\pi\alpha_{em}}$ für die Kopplung an e^+d -Paare gewählt wurde. Bei der internationalen ICHEP 1998 in Vancouver wurde die Analyse aktualisiert und die Grenze bei $\lambda' \geq \sqrt{4\pi\alpha_{em}}$ auf $262 \text{ GeV}/c^2$ verbessert. In Abb. 44 ist als Beispiel der in der $\lambda'_{1j1}-M_{\tilde{q}}$ -Ebene ausgeschlossene Bereich bei einem CL von 95% dargestellt. Bei HERA ist auch die Paarproduktion möglich: Sie erfolgt über Photon-Gluon-Fusion.

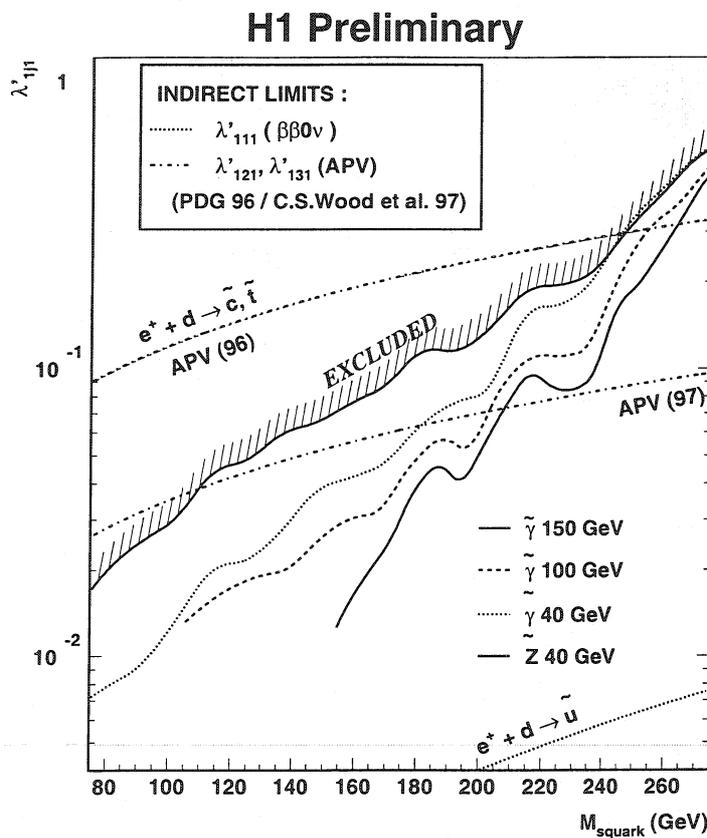


Abbildung 44: Von H1 in der $\lambda'_{1j1}-M_{\tilde{q}}$ -Ebene ausgeschlossene Bereich bei einem CL von 95% dargestellt für verschiedene Massen des Neutralinos.

8 Die Meßapparatur

8.1 Der e^+e^- -Speicherring LEP

LEP (Large Electron Positron collider) ist einer der insgesamt zehn Beschleuniger bzw. Speicherringe am CERN (Centre Européen pour la Recherche Nucléaire) und mit seinen 27 km Umfang der größte e^+e^- -Speicherring der Welt. Er liegt ca. 100 m tief unter der Erdoberfläche. Die Energie der Elektronen und Positronen wird zunächst in Linear- und Kreisbeschleunigern erhöht, bevor sie in LEP „eingeschossen“ werden. Die letzte Station vor LEP ist das SPS (Super Proton Synchrotron). Ein Querschnitt dieser beiden Speicherringe ist in Abb. 45 zu sehen.

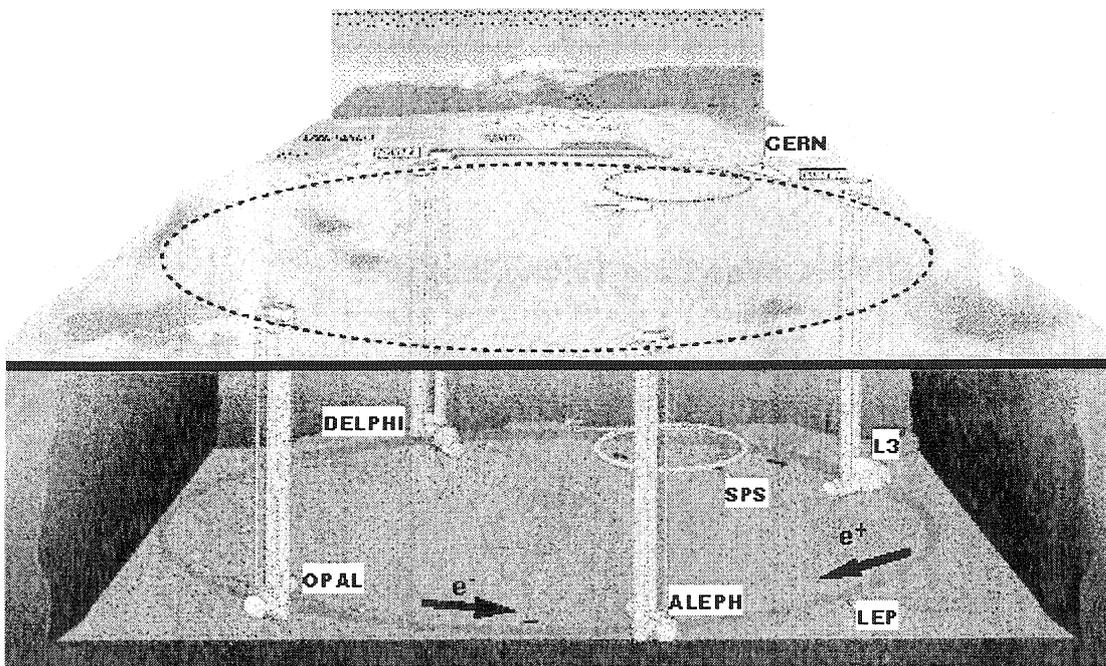


Abbildung 45: Querschnitt von den zwei größten Speicherringen am CERN: LEP und SPS. Die von LEP auf ihre endgültigen Energie beschleunigten Elektronen und Positronen werden vom SPS geliefert.

In LEP werden die Teilchen nicht einzeln, sondern in Paketen („Bunches“) mit Hilfe von Dipolen beschleunigt und mit Quadrupolen auf der Kreisbahn gehalten. Jedes Paket enthält mehr als hunderttausend Millionen Teilchen. Lediglich etwa einer von 40000 Zusammenstößen liefert die für den Großteil der Analysen gewünschte Art von Wechselwirkung: die direkte Kollision zwischen einem Elektron und einem Positron.

Die Zusammenstöße finden an vier Punkten des LEP-Rings statt. In jedem dieser Punkte befindet sich einer der vier Teilchendetektoren OPAL, ALEPH, DELPHI und L3. Sie registrieren die Teilchen, die bei der Wechselwirkung zwischen Elektron und Positron entstehen.

LEP wurde 1989 in Betrieb genommen und beschleunigte die Strahlteilchen sechs Jahre

lang auf jeweils 45.6 GeV, um eine e^+e^- -Schwerpunktenergie von 91.2 GeV zu erreichen. Dies entspricht der Masse des Z^0 -Bosons, dem Austauscheteilchen der neutralen Ströme der schwachen Wechselwirkung. Über fünf Millionen Z^0 -Ereignisse wurden in den sechs Jahren aufgenommen, die extrem präzise Tests des Standardmodells ermöglichten. Die Untersuchung dieser Daten wird auch jetzt noch fortgeführt. Im Herbst 1995 wurde die Schwerpunktsenergie auf etwa 130 GeV erhöht, im Sommer 1996 dann auf 161 GeV. Diese Schwerpunktsenergie erlaubt die Paarproduktion von W-Bosonen, den beiden anderen Austauscheteilchen der schwachen Wechselwirkung. 1997 wurde die Energie noch weiter auf 183 GeV erhöht, 1998 auf 189 GeV und 1999 schließlich auf 192, 196, 200 und 202 GeV. Dies entspricht einer enormen technischen Leistung, da neben der Schwerpunktsenergie auch die in einer bestimmten Zeitspanne aufgenommene Luminosität (vgl. Kap 5.1) ständig stieg (s. Abb. 46). Dies ist für alle Analysen, aber besonders bei der Suche nach neuen Teilchen, von großer Bedeutung, weil man eine bessere Statistik erreicht.

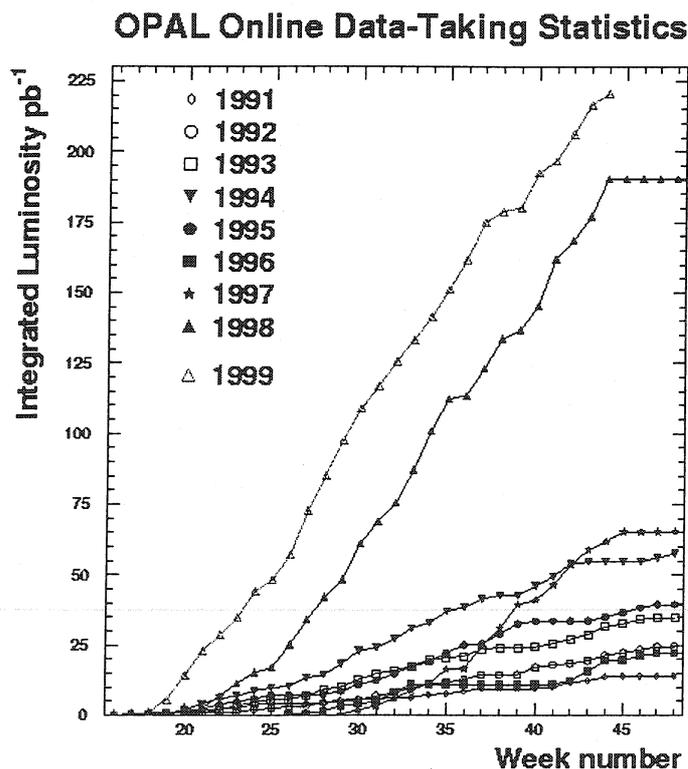


Abbildung 46: Evolution der aufgenommenen Luminosität seit dem Beginn von LEP.

8.2 Der OPAL-Detektor

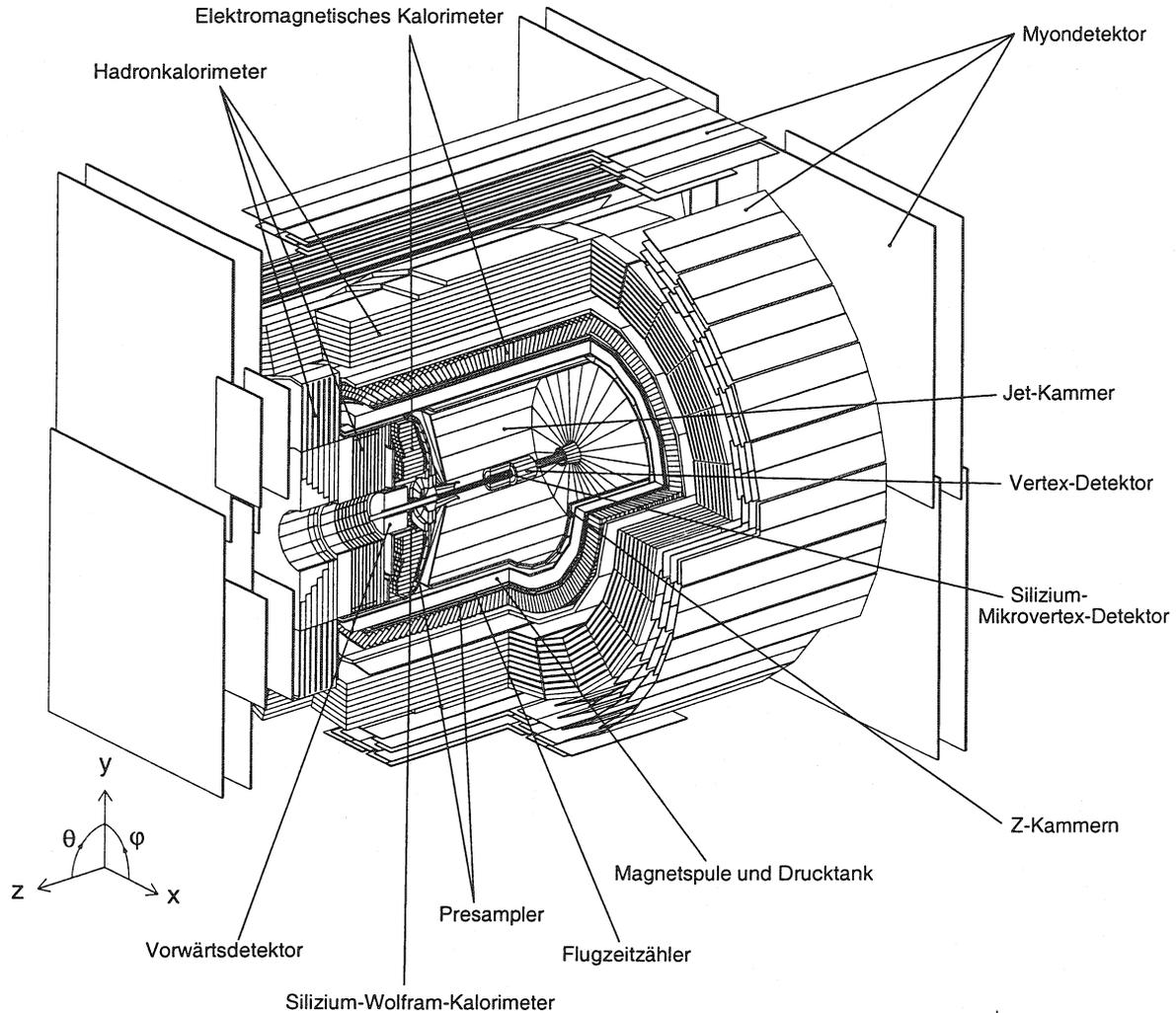


Abbildung 47: Der OPAL-Detektor und seine Komponenten.

Wie im vorangehenden Abschnitt erwähnt, ist OPAL (**O**mnipurpose **P**urpose **A**pparatus for **L**EP) [66, 67] einer der vier Detektoren, die an den Kollisionspunkten von LEP stehen. OPAL ist zylinderförmig in verschiedenen Schichten aufgebaut. Im Mittelpunkt des Zylinders befindet sich der e^+e^- -Kollisionspunkt. Die z -Achse eines dreidimensionalen rechtshändigen Koordinatensystems zeigt in Umlaufrichtung der Elektronen, die x -Achse ins Innere des Rings und die y -Achse nach oben (mit leichtem Neigungswinkel relativ zur Vertikalen). Die verschiedenen Detektorkomponenten reihen sich wie Schalen aneinander und sind in Abb. 47 schematisch dargestellt. Ein Quer- bzw. Längsschnitt sind in Abb. 48(a) bzw. (b)

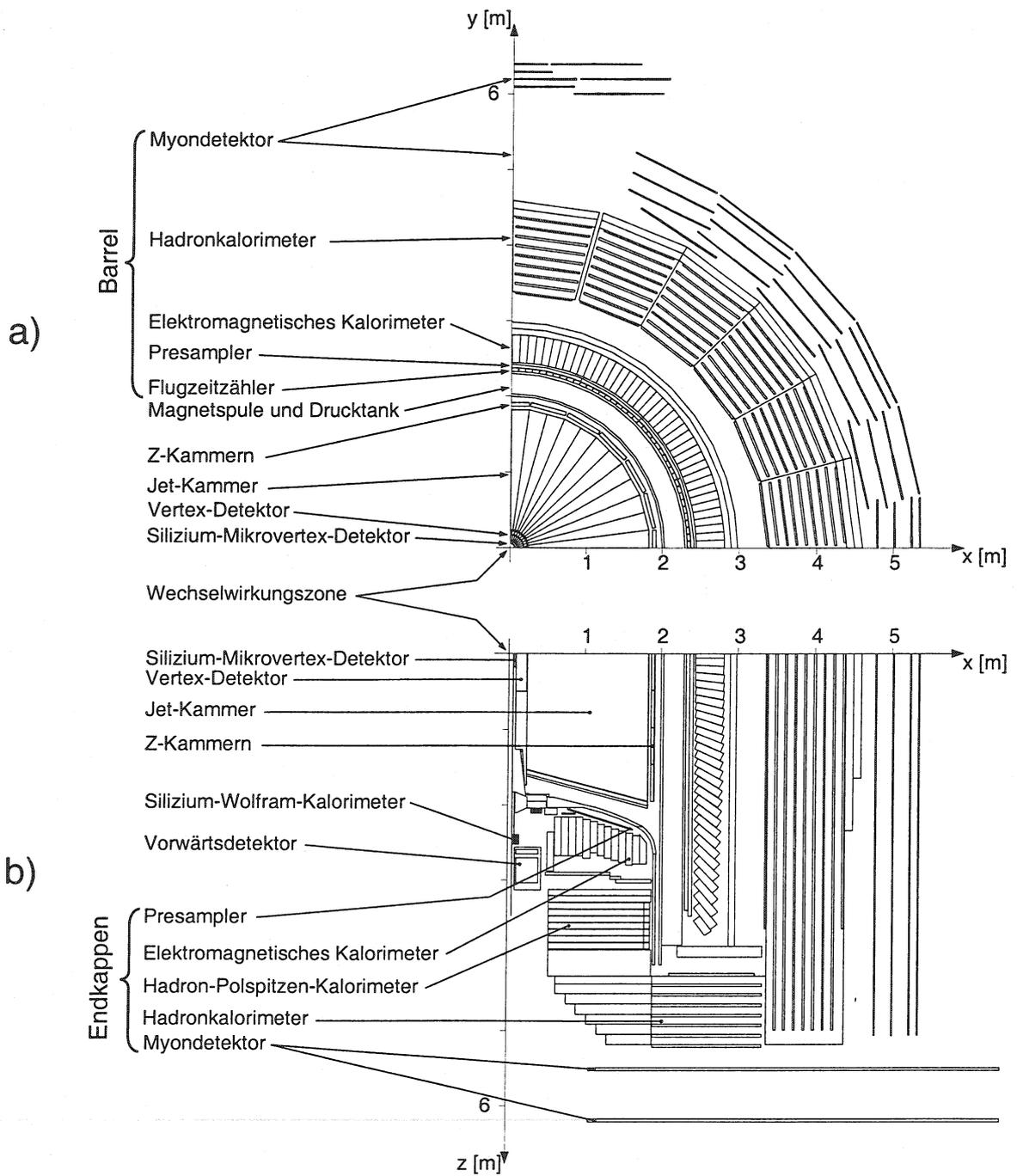


Abbildung 48: Ein Quadrant des OPAL-Detektors (a) im Querschnitt und (b) im Längsschnitt.

zu sehen. Aufgrund seiner zylinderförmigen Bauweise und der sehr dichten Aufeinanderfolge seiner Komponenten deckt OPAL fast den gesamten Raumwinkelbereich von 4π ab und hat somit eine hervorragende Akzeptanz für die Teilchen, die bei den verschiedenen e^+e^- -Wechselwirkungen entstehen. Dies ist eine der wichtigsten Voraussetzungen, um die Teilchen möglichst effizient nachzuweisen und die Ereignisse zu klassifizieren. Die Hauptaufgaben des Detektors sind:

- Nachweis von geladenen Teilchen im Einflußbereich der Magnetspule, wobei auch Impuls und Richtung der Teilchen bestimmt werden sollen. Darüber hinaus sollen die Teilchen mit Hilfe von dE/dx -Messungen identifiziert werden.
- Primär- und Sekundärvertices sollen in der Nähe des Wechselwirkungspunktes rekonstruiert werden.
- Photonen und Elektronen sollen identifiziert und deren Energie gemessen werden. Ebenso soll die hadronische Energie so genau wie möglich durch Absorption in der Magnetfeldrückführung gemessen werden.
- Der Durchgang von Myonen wird in den nach dem hadronischen Kalorimeter angebrachten Kammern nachgewiesen.
- Schließlich soll die Luminosität unter Verwendung von Bhabha-Ereignissen mit sehr kleinem Streuwinkel in den Vorwärtsdetektoren bestimmt werden.

Jede einzelne der Komponenten des OPAL-Detektors, die im folgenden beschrieben wird, erfüllt eine oder mehrere dieser Aufgaben.

8.2.1 Der Zentraldetektor

Im Innersten des Zentraldetektors befindet sich der Silizium-Mikrovertexdetektor, gefolgt vom Vertex-Detektor. An diesen schließen sich die Jet-Kammer und die Z-Kammern an. Diese ganze Vorrichtung befindet sich in einem Tank, der einen Druck von 4 bar aufrechterhält. Der Drucktankzylinder dient außerdem als mechanische Stütze für die Magnetspule, die ein magnetisches Feld von 0.435 T erzeugt. Die Enden des Drucktanks sind glockenförmig, der innere Zylinder hat einen Radius von 7.8 cm und ist gleichzeitig das Strahlrohr am OPAL-Kollisionspunkt. Zwischen Zentraldetektor und elektromagnetischem Kalorimeter befindet sich schließlich der Flugzeitähler, der den Zylindermantelbereich (im folgenden als **Barrel** bezeichnet) abdeckt, nicht jedoch die Endkappen.

- **Der Silizium-Mikrovertex-Detektor (SI)** Erst 1991 wurde diese Detektorkomponente eingebaut, die am nächsten an der zu diesem Zeitpunkt ebenfalls neu eingebauten zusätzlichen Strahlröhre (Radius 5.35 cm) liegt. 1993 wurde eine verbesserte Version eingebaut, die ϕ - und z -Koordinaten auslesen kann. Der SI besteht aus zwei zylindrischen Lagen von Silizium-Streifen-Detektoren mit Radien von 6.1 cm und 7.5 cm. Die sehr hohe Auflösung von nur wenigen μm in beiden Koordinaten verbessert die Effizienz von OPAL bei der Rekonstruktion von Spuren innerhalb von

Jets sowie dessen Fähigkeit, Sekundärvertizes vor allem in Ereignissen mit schweren primären Quarks (z.B. Bottom-Quarks) zu rekonstruieren, ganz erheblich. Auch Teilchen mit Lebensdauern unter 10^{-13} s können gut nachgewiesen werden.

- **Der Vertex-Detektor (CV)** liegt zwischen der äußeren Strahlröhre und der Jet-Kammer. Er dient zur Rekonstruktion der Sekundärvertizes von kurzlebigen Teilchen und zur Verbesserung der Impulsauflösung. Bei CV handelt es sich um eine 1 m lange zylindrische Driftkammer mit einem Durchmesser von 47 cm. Die Kammer besteht aus einer inneren Lage von 36 Axial-Sektoren und einer äußeren Lage von 36 Stereo-Sektoren. Die Sektoren sind aus Ebenen von radialen Anodendrähten und Kathodendrähten aufgebaut. Die Anodenebenen bestehen aus abwechselnd angebrachten $200 \mu\text{m}$ und $20 \mu\text{m}$ dicken Anodendrähten, wobei Axialsektoren 12 Anodendrähte mit einem radialen Abstand von 5.3 mm besitzen, während die Stereosektoren 6 Anodendrähte mit jeweils 5 mm Abstand haben. Der Stereo-Winkel beträgt ungefähr 4° . Für die Kathodenebenen wurden Drähte mit $125 \mu\text{m}$ Durchmesser in 1 mm Abstand verwendet. Die mittlere räumliche Auflösung in der r - ϕ -Ebene liegt bei ungefähr $55 \mu\text{m}$.

- **Die Jet-Kammer (CJ)** ist eine Driftkammer und für alle Analysen mit dem OPAL-Detektor eine der wichtigsten Komponenten. Sie wird für die Registrierung der bei den Wechselwirkungen entstandenen Teilchen verwendet, sowie für die Messung ihrer Impulse. Besonders wichtig ist eine gute räumliche Auflösung, um Spuren innerhalb eines Jets noch trennen zu können, und die beinahe komplette Abdeckung des Raumwinkels von 4π . Die Identifizierung der Teilchen erfolgt durch den Nachweis des Energieverlustes im Gas.

Die Jet-Kammer ist ebenfalls zylinderförmig mit einer Länge von etwa 4 m, einem inneren Radius von 0.25 m und einem äußeren Radius von 1.85 m. Ihre Endkappen haben eine konische Form. Die Kammer ist in 24 identische Sektoren eingeteilt, die jeweils eine Ebene von 159 parallel zur Stahllachse gespannten Zähldrähten enthalten und durch Kathodendrahtebenen voneinander getrennt sind. Die Zähldrähte (Anodendrähte) sind in 10 mm Abstand voneinander gespannt und durch feldbildende Potentialdrähte getrennt. Die Kathodendrahtebenen sind gegeneinander um 15° geneigt und bestehen aus 475 Drähten mit jeweils 3.36 mm Abstand. Im Polarwinkelbereich zwischen 43° und 137° werden für jede Spur 159 Punkte gemessen, für 98% des 4π Raumwinkels sind es immerhin mindestens 8 Punkte. Die Koordinaten (r, ϕ, z) werden für jeden Punkt durch die Drahtposition, die Driftzeit und eine Ladungsteilungsmessung bestimmt. Für letztere benötigt man bei jedem Treffer an beiden Enden des Drahtes den Wert der integrierten Ladung. Aus dem Verhältnis dieser beiden Werte bestimmt man z , während die Summe zur Berechnung des Energieverlustes im Gas (bestehend aus 88.2% Argon, 9.8% Methan und 2.0% Isobutan) verwendet wird. In Abb. 49 ist der spezifische Energieverlust dE/dx eines Teilchens gegen seinen Impuls p aufgetragen. Die durchgezogenen Kurven zeigen für die verschiedenen Teilchensorten (Elektronen e , Myonen μ , Pionen π , Kaonen K und Pro-

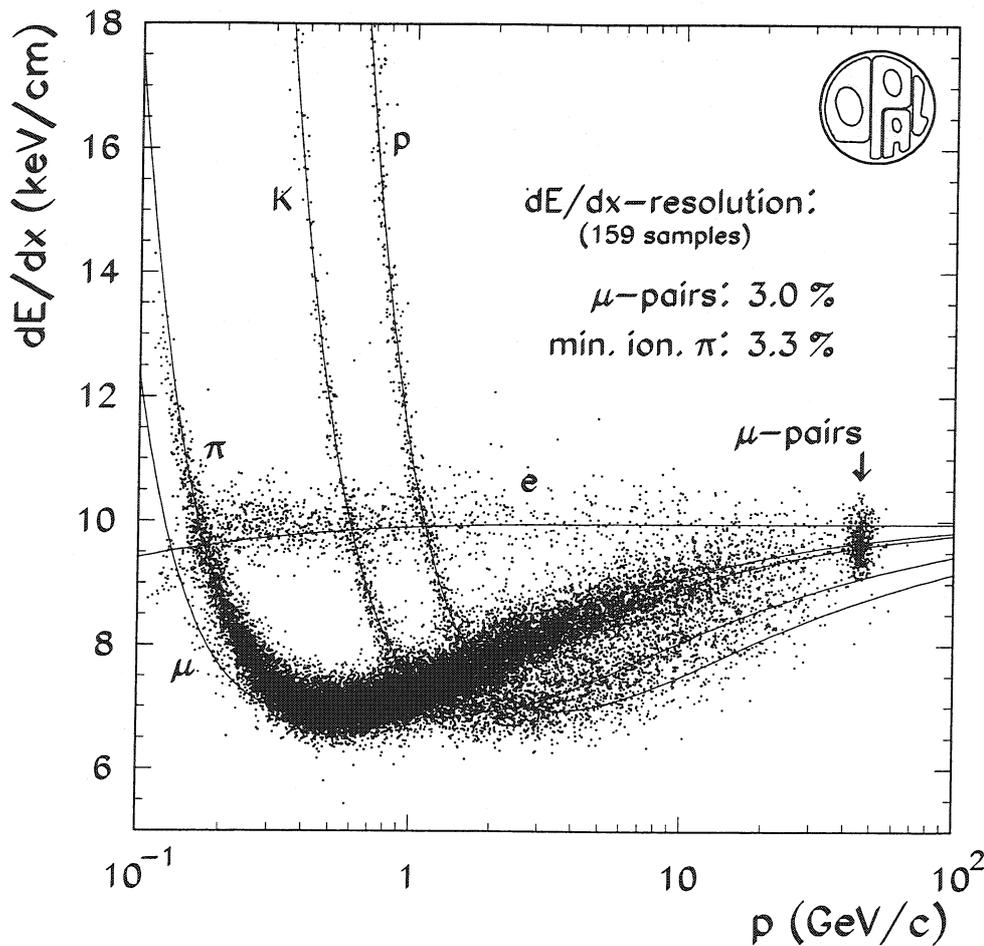


Abbildung 49: Theoretischer und gemessener spezifischer Energieverlust als Funktion des Impulses für verschiedene Teilchensorten in multihadronischen Z^0 -Ereignissen und für Myon-Paare.

tonen p) die theoretischen Erwartungen, die aus der Bethe-Bloch-Formel berechnet wurden. Die Punkte zeigen Messungen aus vielen multihadronischen Z^0 -Ereignissen und Myon-Paar-Ereignissen. In den Überschneidungsbereichen der Kurven ist keine eindeutige Identifizierung möglich.

In der r - ϕ -Ebene erreicht man eine Auflösung von etwa $135 \mu\text{m}$, in der z -Ebene ist die Auflösung dagegen nicht besser als 4.5 cm . Die Auflösung des spezifischen Energieverlustes hängt von der Energie der Teilchen und der Anzahl angesprochener Drähte ab.

- **Die Z-Kammern (CZ)** dienen zur präzisen Messung der z -Koordinate von Teilchen, die die Jet-Kammer verlassen, um sowohl die Bestimmung des Polarwinkels als auch der invarianten Massen zu verbessern. Sie liegen nur im Barrel-Bereich der Jet-Kammer, bedecken somit den Polarwinkelbereich von 44° bis 136° und 94% des Azimutwinkels. Die Z-Kammern bestehen ebenfalls aus Driftkammern (insgesamt

24 Stück) mit einer Gesamtlänge von 4 m, jeweils 50 cm breit und 59 mm dick und verwenden dasselbe Gas wie CJ. Die Zähldrähte sind radial angeordnet und ermöglichen eine besonders hohe Auflösung in z -Richtung. Diese ist abhängig von der Driftstrecke und variiert zwischen 100 bis 350 μm .

Kombiniert man alle Komponenten des Zentraldetektors, so erhält man für den Transversalimpuls p_T senkrecht zur Strahlrichtung folgende relative Auflösung:

$$\sigma_{p_T}/p_T = \sqrt{0.02^2 + (0.0015p_T/\text{GeV}/c)^2}$$

An der Grenze des Akzeptanzbereiches bei einem Polarwinkel von etwa 16.3° beträgt die Transversalimpulsauflösung nur noch 10%.

8.2.2 Der Flugzeitzähler (TOF)

Er erzeugt Trigger-Signale und erlaubt die Identifizierung von Teilchen im Energiebereich von 0.6 bis 2.5 GeV über die Messung der Flugzeit. Außerdem ist er nützlich bei der Identifizierung von kosmischer Strahlung. Der TOF besteht aus 160 Szintillationszählern, die außerhalb der Aluminiumspule einen Zylindermantel mit einem mittleren Radius von 2.360 m bilden ($|\cos\theta| < 0.82$). Jeder Zähler ist 6.840 m lang und hat einen trapezförmigen Querschnitt, wobei der maximale Abstand zwischen zwei Zählern maximal 2.6 mm beträgt.

8.2.3 Das elektromagnetische Kalorimeter (ECAL)

Es liegt zwischen der Spule und der Magnetrückführung und dient dazu, Positronen, Elektronen und Photonen nachzuweisen, sowie deren Energie (von einigen MeV bis 100 GeV) und Position zu bestimmen. Es ermöglicht außerdem die Diskriminierung zwischen π^0 -Mesonen und Photonen, sowie in Verbindung mit der Information aus dem Zentraldetektor die Diskriminierung zwischen Elektronen und Hadronen. Das ECAL ist ein vollabsorbierendes, aus Bleiglas bestehendes Kalorimeter, dessen Komponenten insgesamt 98% des gesamten Raumwinkels abdecken.

- **Der Presampler (PE)** Vor dem elektromagnetischen Barrel und den Endkappen aus Bleiglas sind bereits etwa zwei Strahlungslängen Material vorhanden (hauptsächlich Magnetspule und Drucktank), wodurch viele elektromagnetische Shower bereits vor den Bleiglasblöcken beginnen. Die Presampling-Apparaturen unmittelbar vor den Barrel- und Endkappen-Bleiglaszählern dienen daher dazu, die Position dieser Shower zu bestimmen und deren Energie aufzusummieren, um so die elektromagnetische Energieauflösung und die oben genannten Teilchendiskriminierungen zu verbessern. Die Treffer-Multiplizität ist ungefähr proportional zu der Energie, die vor PE abgelagert wurde.

Im Barrel-Bereich besteht PE aus 16 Kammern, die einen Zylinder mit Radius 2388 mm und einer Länge von 6623 mm bilden. Jede Kammer besteht aus zwei Schichten Streamer-Röhren mit axial verlaufenden Drähten und einem Gasgemisch

bestehend aus 32% n-Pentan und 68% CO₂. Im Endkappen-Bereich besteht PE aus regenschirmförmig angebrachten dünnen Vieldraht-Proportionalkammern, ebenfalls in 16 Sektoren aufgeteilt. Sie decken den gesamten ϕ -Bereich sowie den Polarwinkelbereich $0.83 < |\cos \theta| < 0.95$ ab.

- **Das Barrel (EB)** besteht aus einer zylindrischen Anordnung (Radius 2455 mm) von 9440 Bleiglas kalorimetern mit 24.6 Strahlungslängen und bedeckt den vollen Azimutwinkelbereich sowie den Polarwinkelbereich $|\cos \theta| < 0.82$. Bleiglas wurde für das ECAL unter anderem wegen seiner hervorragenden intrinsischen Energieauflösung ($\sigma_E/E \sim 5\%/\sqrt{E}$), Linearität und räumlichen Auflösung (~ 1 cm) gewählt. Die longitudinalen Achsen der Bleiglasblöcke (Querschnitt $10\text{ cm} \times 10\text{ cm}$, Länge 37 cm) sind zum e^+e^- -Wechselwirkungspunkt hin gerichtet, um die Wahrscheinlichkeit, daß ein Teilchen mehrere Blöcke durchläuft, so klein wie möglich zu halten. Allerdings sind sie relativ zur perfekten geometrischen Ausrichtung leicht versetzt, damit neutrale Teilchen möglichst selten durch die Lücken zwischen den Blöcken entweichen. In z -Richtung ist das Kalorimeter in 59 Blöcke aufgeteilt, in ϕ -Richtung in 160 Blöcke. Photoröhren an der Endfläche von jedem Block lesen das Čerenkov-Licht aus, das beim Durchgang eines relativistischen, geladenen Teilchens entsteht. Die Energieauflösung des Barrels beträgt $\sigma_E/E \approx 0.2\% + 6.3\%/\sqrt{E/\text{GeV}}$
- **Die Endkappen (EE)** bestehen aus zwei kuppelförmigen Anordnungen von jeweils 1132 Bleiglasblöcken, die den vollen ϕ -Bereich und $0.81 < |\cos \theta| < 0.98$ überdecken. Es gibt zwei wesentliche Unterschiede zu EB: 1. die longitudinalen Achsen der Blöcke (in drei verschiedenen Längen und mit ungefähr 22 Strahlungslängen) sind koaxial zur Strahlröhre angebracht und 2. sie werden mit Vakuum-Phototrioden ausgelesen, die einen Betrieb im vollen axialen Magnetfeld ermöglichen.

8.2.4 Das Hadronkalorimeter (HCAL)

Es mißt die Energie der Hadronen, die nicht im ECAL absorbiert werden und hilft bei der Identifizierung von Myonen. Das Eisen der Magnetrückführung liefert mindestens vier Strahlungslängen Absorbermaterial über 97% des Raumwinkels von 4π . Es ist in Schichten unterteilt, die von je einer Detektorebene getrennt werden und bildet insgesamt ein 1 m dickes Kalorimeter. Die Energieauflösung wird durch das Material des ECAL und die Struktur der Magnetrückführung limitiert. Um fast den gesamten Raumwinkel abzudecken, mußte das HCAL aus drei Komponenten zusammengesetzt werden. Da die Hadronen vor dem HCAL bereits 2.2 Wechselwirkungslängen durchlaufen, muß auch die Information aus dem ECAL berücksichtigt werden.

- **Das Barrel und die Endkappen (HB und PB)** Das Barrel besteht aus neun Schichten von Kammern, die von 8 je 100 mm dicken und 25 mm voneinander entfernten Eisenplatten getrennt werden und deren Radius von 3.39 m bis 4.39 m reicht. Die Endkappen sind ringförmig und bestehen aus acht Schichten von Kammern, die von 7 je 100 mm dicken und 35 mm voneinander entfernten Eisenplatten getrennt

werden. Das aktive Material des Detektors besteht aus Eindrahtgasröhren. Im Barrel sind die Drähte parallel zur Strahlachse gespannt, in den Endkappen horizontal. Die Kammern enthalten ein Gasgemisch aus 75% Isobutan und 25% Argon. Kammer-signale entstehen durch Ladungen, die auf „Pads“ und „Strips“, die sich auf den äußeren und inneren Flächen des Detektors befinden, induziert werden. Mehrere Lagen Pads bilden einen „Tower“ und ergeben insgesamt 48 ϕ - bzw. 21 θ -Intervalle. Die Energie eines hadronischen Showers wird aus den analogen Signalen der Pads bestimmt.

- **Die Polspitzen (PT)** dehnen den von PB und HB abgedeckten Polarwinkelbereich von $|\cos\theta| < 0.91$ auf $|\cos\theta| < 0.99$ aus. Um das magnetische Feld nicht zu stören, wurde der Abstand zwischen zwei Eisenplatten auf 10 mm reduziert. Ebenso wurde der Abstand zwischen zwei aktiven Detektorschichten (insgesamt zehn Lagen, bestehend aus Vieldrahtproportionalkammern), auf 80 mm reduziert, um die Energieauflösung in diesem Vorwärtsbereich, in dem der Zentraldetektor nicht mehr verwendet werden kann, zu verbessern. Die Kammern enthalten ein Gasgemisch aus 55% CO₂ und 45% n-Pentan.

8.2.5 Die Myonkammern

Sie dienen zur Identifizierung von Myonen, vor allem wenn gleichzeitig Hadronen als Untergrund vorhanden sind. Der Detektor deckt fast 93% des gesamten Raumwinkels ab. In diesem Bereich müssen Teilchen Material durchdringen, daß etwa 1.3 m Eisen entspricht. Für Pionen bedeutet dies über sieben Wechselwirkungslängen und reduziert die Wahrscheinlichkeit, daß sie so weit durchdringen, auf unter 0.001. Es gibt drei Prozesse, mit denen Hadronen Myonen vortäuschen können: 1. beim „Durchschleichen“ verpassen es die Hadronen, stark zu wechselwirken, 2. beim „Durchboxen“ wechselwirken sie stark, dabei entstehen aber sekundäre Teilchen, die durchkommen und 3. Hadronen zerfallen im Flug in Myonen. Um Myonen zu identifizieren, extrapoliert man im Zentraldetektor nachgewiesene Spuren durch den Absorber hindurch und sucht nach einer Spur in der Myon-Kammer, die in Position und Winkel aus zwei Blickrichtungen übereinstimmt.

- **Das Myon-Barrel (MB)** überdeckt bei vier Schichten den Polarwinkelbereich $|\cos\theta| < 0.68$ und $|\cos\theta| < 0.72$ für mindestens eine Schicht. Es besteht aus 110 großflächigen Driftkammern, die je 1.2 m breit und 90 mm tief sind. Auf jeder Seite des Barrels sind 44 Kammern montiert. Die Zählröhren sind parallel zur z -Achse gespannt. Das Gasgemisch besteht aus 10% Ethan und 90% Argon. Die ϕ -Koordinate wird über die Driftzeit bestimmt. Die Auflösung ist besser als 1.5 mm, in z -Richtung liegt sie bei 2 mm.
- **Die Myon-Endkappen (ME)** decken den Polarwinkelbereich $0.67 < |\cos\theta| < 0.98$ bei einer geometrischen Akzeptanz von mindestens 50% ab. An jedem Ende des Detektors wird eine Fläche von etwa 150 m² durch vier Lagen von Driftkammern

abgedeckt, die senkrecht zur Strahlachse sind. Jede Endkappe besteht aus acht Quadranten ($6\text{ m} \times 6\text{ m}$) und 4 kleineren Kammern ($3\text{ m} \times 2.5\text{ m}$). Jede Kammer enthält zwei Schichten von Driftröhren, wobei die Drähte bei der einen Schicht vertikal, bei der anderen horizontal gespannt sind. Die Röhren enthalten eine Gasmischung aus 25% Argon und 75% Isobutan. Bei Verwendung von zwei Kammern können die x - und y -Koordinate einer Spur auf 1 bis 3 mm genau bestimmt werden. Die Auflösung für die Flugrichtung beträgt im gesamten Myon-Detektor etwa 5 mrad.

8.2.6 Die Detektoren im Vorwärtsbereich

Diese sind vorwiegend zur Luminositätsmessung, also dem Nachweis von Bhabha-Ereignissen, bestimmt. Allerdings spielen sie auch eine wichtige Rolle in allen Zwei-Photon-Analysen. Die Anordnung der verschiedenen Detektoren im Vorwärtsbereich ist in Abb. 50 dargestellt.

- **Der Vorwärtsdetektor** fängt ungefähr in 2 m Entfernung vom Wechselwirkungspunkt an, ist etwa 1 m lang und besteht im wesentlichen aus zwei Komponenten, dem **Gamma Catcher (GC)** und einem **Kalorimeter (FD)**. Er hat eine besonders gute Akzeptanz für Teilchen, die vom Wechselwirkungspunkt aus kommend im Polarwinkelbereich zwischen 47 und 120 mrad liegen, deckt aber insgesamt den Bereich bis zu 200 mrad ab.
FD besteht aus 35 Lagen von zylindrischen Blei-Szintillator-Kalorimetern, die 24 Strahlungslängen entsprechen, und ist im Azimutwinkel in 16 Sektoren aufgeteilt. Die Energieauflösung für Bhabha-Ereignisse beträgt ($\sigma_E/E \sim 17\%/\sqrt{E}$). Die Ortsauflösung ist etwa $\pm 2\text{ mm}$ nahe bei der inneren Kante, die Auflösung in ϕ beträgt höchstens $\pm 1.5^\circ$. Die Messung von hadronischer Energie ist wesentlich ungenauer.
- **Der Silizium-Wolfram-Detektor (SW)** [68] wurde erst 1993 nachträglich eingebaut, deckt den Polarwinkelbereich von etwa 25 bis 59 mrad und fast den gesamten Azimutwinkel ab. Er reduziert somit den systematischen Fehler auf die Luminositätsmessung. Je ein Kalorimeter aus 19 Lagen Silizium und 18 Lagen Wolfram (insgesamt ungefähr 22 Strahlungslängen) befindet sich im Abstand von 238.94 cm vom Wechselwirkungspunkt (s. Abb. 50). 1996 wurden wegen der erhöhten Synchrotronstrahlung durch die höheren Strahlenergien Schutzschilde angebracht, die den Polarwinkelbereich auf 33 bis 59 mrad einschränken. Die elektromagnetische Energieauflösung beträgt $25\%/\sqrt{E}$.

8.2.7 Der MIP-Plug

Um die Leistung von OPAL bei den Schwerpunktsenergien über der Z^0 -Resonanz zu verbessern, wurde 1997 eine weitere Detektorkomponente im Endkappenbereich von OPAL eingebaut. Diese soll für einzelne minimal-ionisierende Teilchen eine besonders gute Zeitauflösung und Effizienz liefern. Sie besteht aus zwei getrennten Teilen: den "Ziegelend-

kappen" (TE) und dem MIP-Plug (MIP steht für Minimum Ionising Particles) (s. Abb. 50).

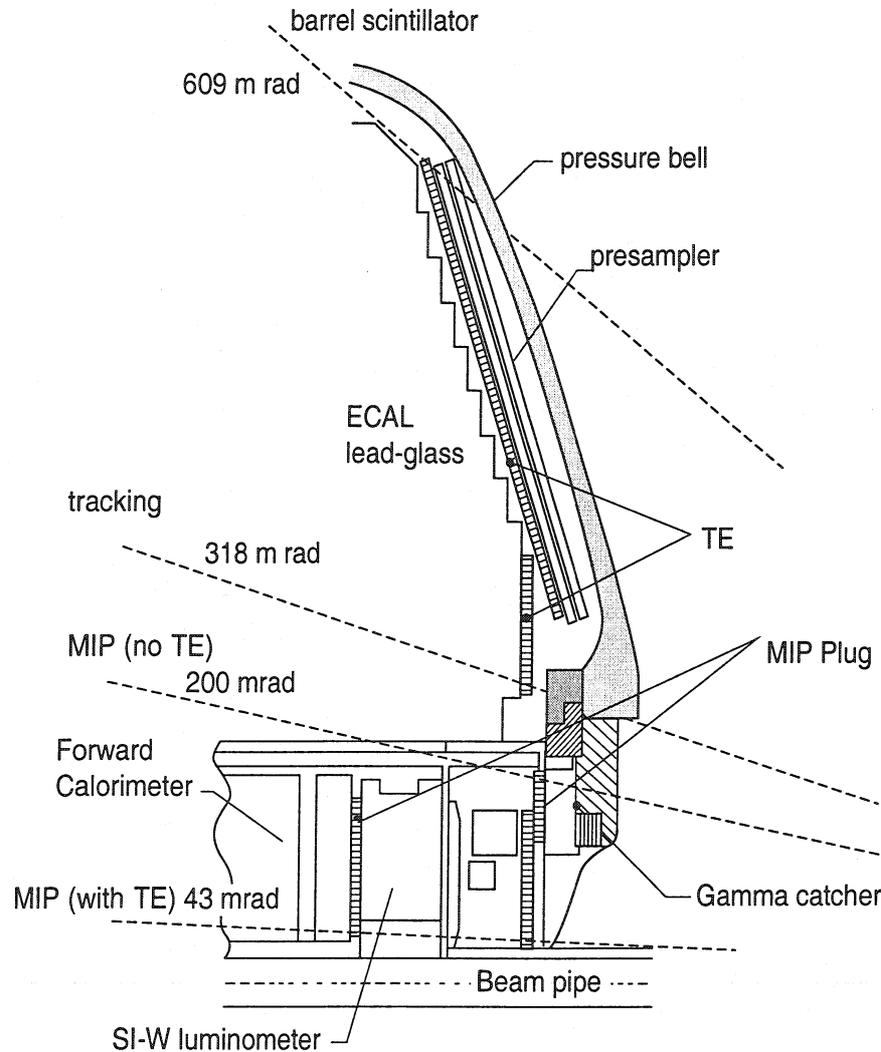


Abbildung 50: Die Anordnung der Detektoren im Vorwärtsbereich: FD, SW und TE, zu dem auch der MIP-Plug gehört.

Bei dem höheren Maschinenuntergrund, den man bei LEP2-Energien erwartet, hat man mit den TE-Signalen in Verbindung mit der Information aus dem Zentraldetektor und den Myon-Kammern einen zuverlässigeren Spur-Trigger. Der Untergrund wird reduziert, indem man die sehr gute Zeitauflösung von TE mit der übrigen Detektorinformation kombiniert. TE besteht aus einer Lage von 120 schmalen Szintillator-Ziegeln, die zusammen die Form eines abgeschnittenen Kegels haben und liegt auf beiden Seiten in der schmalen Lücke zwischen PE und EE. TE deckt den Polarwinkelbereich zwischen $0.82 < |\cos \theta| < 0.95$ ab.

Der MIP-Plug ist in Abb. 51 etwas detaillierter dargestellt. Er überdeckt den Polar-

winkelbereich von 43 bis 200 mrad, in dem bisher keine der Detektorkomponenten sensitiv auf minimal-ionisierende Teilchen war. Der MIP-Plug besteht auf jeder Seite aus je vier ringförmigen Szintillator-Ziegel-Schichten, die in einem Abstand von etwa 2.5 m vom Wechselwirkungspunkt um das Strahlrohr herum angebracht sind. Jede Schicht ist in acht Sektoren eingeteilt. Die zwei inneren Schichten sind durch 4 mm dickes Blei getrennt, um den Untergrund durch Synchrotron-Photonen zu reduzieren. Die Hauptaufgabe des MIP-Plugs besteht darin, ein Veto für Myonen mit sehr kleinem Winkel zu liefern. Dies ist besonders wichtig für alle Suchen nach neuen Teilchen in Ereignissen mit fehlender Energie: nicht nachgewiesene Myonen können solche Topologien vortäuschen.

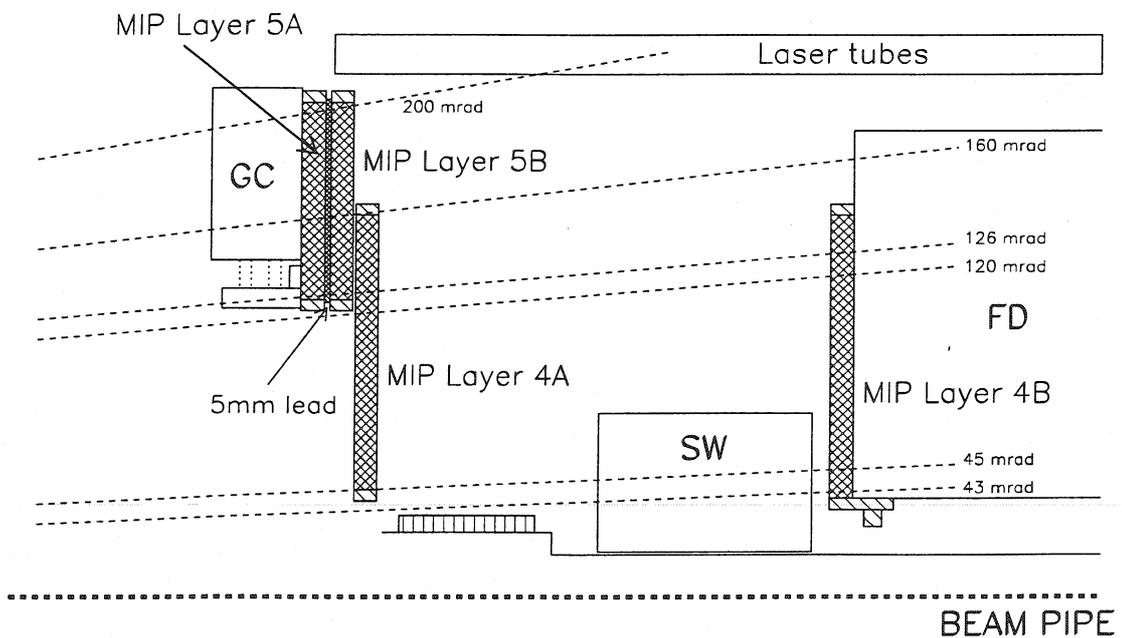


Abbildung 51: Die geometrische Anordnung der verschiedenen MIP-Plug-Komponenten.

8.2.8 Der Trigger

Als LEP noch bei Z^0 -Schwerpunktsenergien lief, trafen die Elektron- und Positronpakete etwa alle $22.2 \mu\text{s}$ aufeinander, was einer Kollisionsfrequenz von etwa 45 kHz entspricht. Bei LEP2 ist sie mittlerweile auf 90 kHz gestiegen. Der Trigger muß schnelle Detektorsignale dazu verwenden, Ereignisse zu identifizieren, die tatsächlich interessante e^+e^- -Wechselwirkungen sind, und nicht etwa Maschinenuntergrund, wie z.B. Strahl-Wand- oder Strahl-Gas-Ereignisse, Synchrotronstrahlung und kosmische Höhenstrahlung. Dies reduziert die hohe Kollisionsfrequenz auf eine Ereignisrate von etwa 1 bis 5 Hz.

Die meisten interessierenden Physikreaktionen werden durch mehrere unabhängige Bedingungen auf die „Antwort“ der verschiedenen Detektorkomponenten getriggert. Der 4π -Winkelbereich, der vom Detektor als Ganzes abgedeckt wird, ist in 144 sich überlappende Intervalle eingeteilt (sechs Intervalle in θ und 24 in ϕ). Die Detektorkomponenten liefern Trigger-Signale, die so gut wie möglich mit dieser Einteilung übereinstimmen, wobei die feine Einteilung niedrige Schwellen erlaubt, da analoge Summen nur über einen kleinen Bereich durchgeführt werden und so das Rauschen verringern. Neben diesen θ - ϕ -Signalen liefert jede Komponente eigenständige Signale aus der gesamten Energie und der Anzahl Spuren. Die θ - ϕ -Signale werden logisch kombiniert und Korrelationen zwischen den einzelnen Komponenten geprüft. Je nachdem, ob die programmierbaren Bedingungen für diese sowie die eigenständigen Signale erfüllt sind, wird ein Ereignis aufgenommen oder abgelehnt.

8.2.9 Simulation des Detektors

Die in früheren Kapiteln beschriebenen Monte-Carlo-Programme erzeugen die Ereignisse, die man in den mit OPAL aufgenommenen Daten finden will, sowie den SM-Untergrund. Damit diese simulierten Ereignisse aber bei der Suche auf Detektorniveau verwendet werden können, müssen die Vierervektoren der Teilchen, die von den Generatoren erzeugt werden, von dem simulierten OPAL-Detektor prozessiert werden. Man erhält dann Monte-Carlo-Daten, die genau die gleiche Form haben wie die echten Daten, die nun direkt miteinander verglichen werden. Werden die echten Daten gut von den Monte-Carlo-Daten beschrieben, so kann man über die bekannten Eigenschaften der simulierten Ereignisse auf reinem Wechselwirkungsniveau ohne den Einfluß des Detektors auf die „primären“ Eigenschaften der echten Daten schließen.

Der OPAL-Detektor wird von dem Monte-Carlo-Programm **GOPAL** [69] simuliert, welches das Programmpaket **GEANT** [70] verwendet. Mit GEANT kann jeder Benutzer die Geometrie „seines“ Detektors festlegen. Es übernimmt auch die Simulation der verschiedenen Wechselwirkungen der Teilchen mit dem Detektor (wie z.B. Streuungen). Im Anschluß an die Detektorsimulation werden die Ereignisse genau wie die echten Daten mit dem Programm **ROPE** (**R**econstruction of **OPAL** **E**vents) [71] rekonstruiert. Danach sind die Ereignisse fertig für die weitere Analyse.

9 Der Elektron-Quark-Zerfallskanal

Die Leptoquarks bzw. Squarks besitzen zwei verschiedene Zerfallskanäle, bei denen entweder ein Elektron und ein Quark (Verzweigungsverhältnis β) oder ein Neutrino und ein Quark entstehen. Der erste Schritt bei der Analyse der mit dem OPAL-Detektor aufgenommenen Daten ist die Aufstellung einer **Selektion**: Durch Schnitte auf Ereignisvariablen soll der Untergrund so weit wie möglich reduziert werden (vgl. Kap 3). Dabei will man aber möglichst viele Signalereignisse beibehalten. Um geeignete Schnitte zu finden, benötigt man die simulierten Signal- und Untergrundereignisse. Diese Selektionskriterien werden dann auf die echten Daten angewandt. Bei der Suche nach neuen Teilchen ist es besonders wichtig, eine relativ hohe **Effizienz** für die Signalereignisse zu erreichen, wenn man keinen signifikanten Überschuß in den Daten findet, der nicht vom Standardmodell vorhergesagt wird. Nur dann kann man starke Grenzen auf die Massen der neuen Teilchen aufstellen. Da die Zerfallskanäle gut zu unterscheidende Topologien haben, müssen zwei verschiedene Selektionen aufgestellt werden. In diesem Kapitel wird die Selektion für den Elektron-Quark-Zerfallskanal beschrieben und im Kap. 10 diejenige für den Neutrino-Quark-Zerfallskanal.

Für die Analyse werden alle **guten Spuren und Cluster** verwendet, die im Zentraldetektor, im ECAL, im HCAL, im FD und im SW (s. Kap. 8.2) aufgezeichnet werden. Ein Cluster muß lediglich eine gewisse Mindestenergie überschreiten, um Rauschen zu unterdrücken. Eine Spur ist genau dann eine gute Spur, wenn sie die folgenden *Qualitätskriterien* erfüllt:

- Q1 In der Jet-Kammer müssen mindestens 20 Treffer registriert worden sein. Darüber hinaus muß die Anzahl der Treffer größer sein als die Hälfte der für eine bestimmte Spur berechnete Trefferzahl.
- Q2 Der Transversalimpuls relativ zur Strahlachse muß mindestens 0.12 GeV/c betragen.
- Q3 Ist der Fehler auf den Impuls einer Spur größer als der Impuls selbst, dann wird sie nur als gute Spur akzeptiert, wenn sie mindestens 80 Treffer in der Jet-Kammer aufweisen kann.
- Q4 d_0 darf maximal 1 cm betragen. Dabei ist d_0 der Abstand zwischen dem Ursprung des OPAL-Koordinatensystems und demjenigen Punkt in der r - ϕ -Ebene, der dem Ursprung am nächsten kommt (**p.c.a**: point of closest approach).
- Q5 z_0 darf nicht mehr als 20 cm betragen, wobei z_0 die z -Koordinate im p.c.a ist.
- Q6 Der Radius des ersten gemessenen Punktes darf nicht mehr als 60 cm betragen.
- Q7 Der Absolutbetrag vom Kosinus des Polarwinkels im Laborsystem muß kleiner als 0.999 sein.

Um zu vermeiden, daß Energie doppelt gezählt wird, verwendet man einen Algorithmus [72], der die für eine Spur erwartete Energieablagerung berechnet. Diese wird dann von

dem Cluster abgezogen, auf den die Spur zeigt. Falls dann noch Energie übrig ist, erhält man einen „nicht-assoziierten Cluster“.

9.1 Rekonstruktion der Jets

Jets entstehen bei der Fragmentation von Quarks und Gluonen, die wegen des Confinements nicht als freie Teilchen existieren können. Die aus einem Parton entstehenden Hadronen tragen einen Anteil an dessen Impuls und Energie. Falls die Energie des Partons groß genug ist, sind die Hadronen gebündelt und bilden einen **Jet**. Bei e^+e^- -Schwerpunktenergien um die Z^0 -Masse hat man in multihadronischen Ereignissen sehr häufig zwei sich in Bezug auf Impuls und Energie ausbalancierende Jets, die aus dem primären Quark-Antiquark-Paar resultieren. Wird im Endzustand noch ein Gluon abgestrahlt, so können auch Ereignisse mit drei Jets beobachtet werden. Oft ist es allerdings schwierig, den Gluonjet vom Jet des Quark, von dem das Gluon abgestrahlt wurde, zu trennen. Im Elektron-Quark-Zerfallskanal bei der Produktion einzelner LQ erhält man vom Quark aus dem LQ-Zerfall einen hadronischen Jet. Auch das Elektron kann als Jet mit wenig Spuren betrachtet werden. Es sollen daher mit den nach Anwendung von ROPE (s. Kap. 8.2) vorliegenden Spuren und nicht-assoziierten Clustern Ereignisse mit zwei Jets rekonstruiert werden.

In den hier verwendeten speziellen Algorithmen zur Rekonstruktion von Jets wird ein Jet durch seinen **Radius R** und seine **Transversalenergie E_T^{jet}** beschrieben. Diese sind wie folgt definiert sind:

$$R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}, \quad E_T^{\text{jet}} = \sum_i E_{Ti}$$

Dabei ist $\eta = -\ln \tan \theta/2$ die Pseudorapidity (Funktion des Polarwinkels θ), ϕ der Azimutwinkel und E_{Ti} die Transversalenergie des i -ten Teilchens (damit sind sowohl Spuren als auch nicht-assoziierte Cluster gemeint) relativ zur z -Achse des Detektors. Ein Jet wird nur dann als solcher akzeptiert, wenn seine Transversalenergie einen minimalen Wert E_T^{min} überschreitet. Die Summe der Impulse aller Teilchen liefert die Jet-Achse.

Man unterscheidet im wesentlichen zwischen zwei Typen von **Jet-Algorithmen**: Cluster und Cone. **Cluster-Algorithmen** (z.B. KTCLUS [73]) wurden für die Analyse nicht verwendet und werden deshalb nicht weiter beschrieben. Es sei lediglich erwähnt, daß bei diesen Algorithmen einander überlappende Jets ausgeschlossen sind.

Für die in der vorliegenden Arbeit beschriebene Analyse wurde ein **Konus-Algorithmus** [74] verwendet. Der Snowmass-Konvention von 1990 zufolge gehört das i -te Teilchen genau dann zum Jet, wenn [75]:

$$R_{ij} = \sqrt{(\eta_i - \eta_{\text{jet}})^2 + (\phi_i - \phi_{\text{jet}})^2}$$

und

$$R_{ij} = \sqrt{(\eta_i - \eta_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2} \leq \frac{E_{Ti} + E_{Tj}}{\max(E_{Ti}, E_{Tj})} R$$

Dabei ist R_i der Abstand des i -ten Teilchens von der Jet-Achse, R_{ij} der Abstand des i -ten vom j -ten Teilchen, η_i (η_j bzw. η_{jet}) die Pseudorapidität des i -ten Teilchens (des j -ten Teilchen bzw. des Jets), ϕ_i (ϕ_j bzw. ϕ_{jet}) der Azimutwinkel des i -ten Teilchens (des j -ten Teilchen bzw. des Jets). Zu Beginn der Jet-Bildung geben Pseudorapidität und Azimutwinkel eines Teilchens die erste Versuchsachse an. Wird dann ein Teilchen gefunden, daß die obigen Bedingungen erfüllt, wird es zum Jet dazugenommen und die Jet-Achse wird neu berechnet. Alle Teilchen eines Ereignisses werden so oft „abgefragt“, bis zwei komplette Durchläufe dieselbe Jet-Achse ergeben bzw. ein Maximum an Iterationen erreicht ist. Dieser Vorgang wird mit jedem Teilchen als Versuchsachse wiederholt. Gilt für zwei der gefundenen Achsen bei $R = 1$, daß $1 < R_{\text{jet1, jet2}} < 2$, so wird auch der Mittelpunkt zwischen den beiden Jet-Achsen als Versuchsachse verwendet. Die gefundenen Jets mit $E_T^{\text{jet}} > E_T^{\text{min}}$ werden nach der Energie geordnet. Falls es Teilchen gibt, die mehr als einem Jet zugeordnet wurden, wird der Überlappbruchteil U zwischen zwei Jets berechnet. Ist $U = 1$, so überlappen sich die Jets vollständig und derjenige mit der kleineren Transversalenergie wird gelöscht. Überlappen sich die Jets zu mindestens $3/4$ ($U > 0.75$), so werden dem höherenergetischen Jet die gemeinsamen Teilchen zugeordnet und der Rest des anderen wird eliminiert. Bei ($U < 0.75$) bleibt ein Teilchen in dem Jet, an dessen Achse es näher dran ist. Jets, für die immer noch $E_T^{\text{jet}} > E_T^{\text{min}}$ gilt, werden schließlich beibehalten.

In Abb. 52 ist zur Veranschaulichung ein mit GROPE dargestelltes, von ERATO-LQ erzeugtes Ereignis zu sehen, bei dem die Kegel der beiden Jets dargestellt sind. Aus Gründen der Übersichtlichkeit wurde für diese Abbildung $R = 0.5$ und $E_T^{\text{min}} = 5$ GeV gewählt. Für die vorliegende Analyse wurde $R = 1$ und $E_T^{\text{min}} = 15$ GeV verwendet.

9.2 Selektion der Ereignisse

Die Selektion wird darauf ausgerichtet, ein isoliertes hochenergetisches Elektron und einen hadronischen Jet zu finden, da das Leptoquark bzw. Squark in ein Elektron und ein Quark zerfällt. Es wird angenommen, daß der Photonrest nicht rekonstruiert werden kann und in der Strahlröhre verloren geht. ERATO-LQ simuliert entsprechende Winkelverteilungen für den Photonrest (s. Abb. 16). Könnte dieser im Detektor nachgewiesen werden, so müßte man nach zwei hadronischen Jets suchen. Als erster Schritt bei der Selektion muß das Elektron identifiziert werden. Dazu werden folgende Bedingungen für gute Spuren aufgestellt:

- EID1 Mindestens 20 Treffer sollen bei der Bestimmung des spezifischen Energieverlustes dE/dx verwendet worden sein.
- EID2 Die dE/dx -Wahrscheinlichkeit dafür, daß es sich bei dem Teilchen um ein Elektron handelt, soll mindestens 1% betragen.
- EID3 Das Verhältnis der gesamten Energie, die für die Spur im ECAL gemessen wird, und dem Absolutbetrag des Impulses, der mit diesem ECAL-Cluster assoziiert wird, muß zwischen 0.7 und 2 liegen.

```

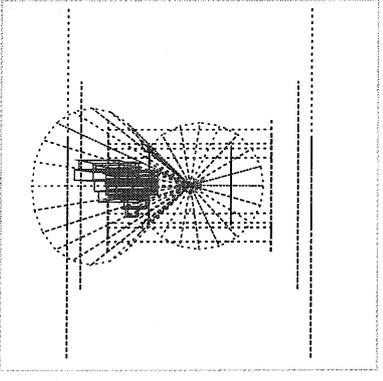
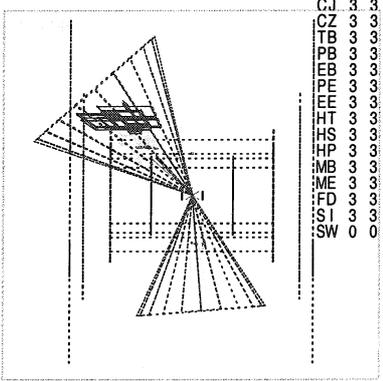
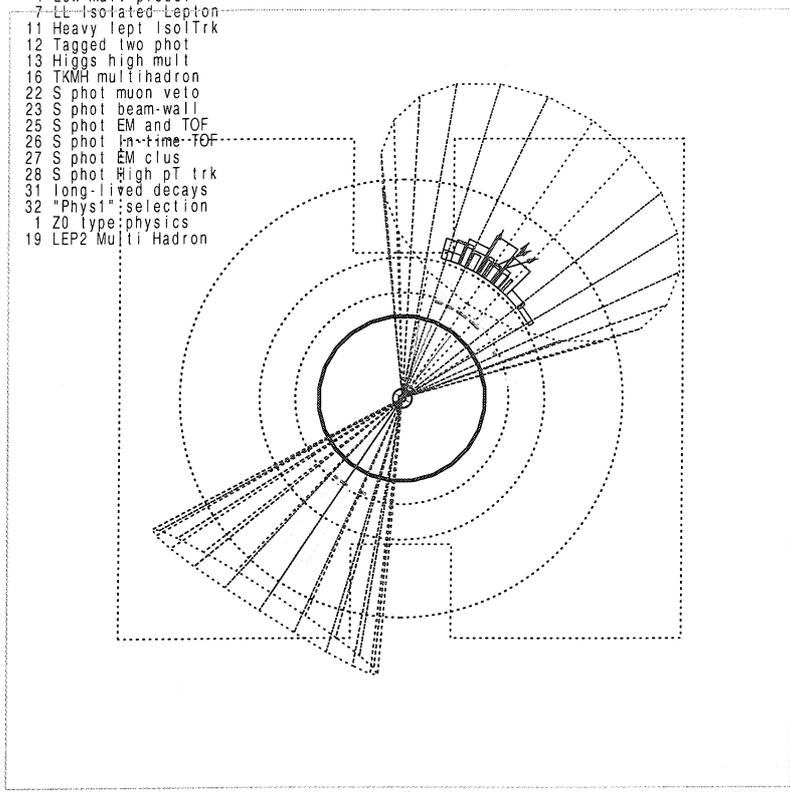
Run event 2752 34 Date 991202 Time 5102 Clrk(N= 16 SumP=102.5) Ecal(N= 13 SumE=114.6) Hcal(N=20 SumE= 39.8)
Ebeam 94.491 Evis 184.6 Emiss 4.4 Vtx ( -02. 11. 78) Muon(N= 4) Sec Vtx(N= 0) Fdel(N= 0 SumE= 0)
Bz=4.350 Bunchlet 1/1 Thrust= 9485 Aolans= 0010 Oblat= 2492 Spher= 1372

```



Event type bits

- 4 Low mult preSel
- 7 LL Isolated Lepton
- 11 Heavy lept IsoTrk
- 12 Tagged two phot
- 13 Higgs high mult
- 16 TKMH multihadron
- 22 S phot muon veto
- 23 S phot beam-wall
- 25 S phot EM and TOF
- 26 S phot In-time TOF
- 27 S phot EM clus
- 28 S phot High pT trk
- 31 long-lived decays
- 32 "Phys1":selection
- 1 Z0 type:physics
- 19 LEP2 Mult Hadron



Status	Det	Tr
CV	3	3
CJ	3	3
CZ	3	3
TB	3	3
PB	3	3
EB	3	3
PE	3	3
EE	3	3
HT	3	3
HS	3	3
HP	3	3
MB	3	3
ME	3	3
FD	3	3
SI	3	3
SW	0	0

Abbildung 52: Mit ERATO-LQ simuliertes Ereignis für ein skalares Leptoquark der Ladung $\pm 5/3$, das in ein Elektron und ein Quark zerfällt. Um die Jet-Rekonstruktion zu veranschaulichen, wurde $R = 0.5$ und $E_T^{\min} = 5$ GeV gewählt. Bei der hier beschriebenen Analyse ist $R = 1$ und $E_T^{\min} = 15$ GeV. Man erkennt sehr gut die beiden Jets. Eines davon enthält das hochenergetische Elektron aus dem LQ-Zerfall.

Werden in einem Ereignis mehrere Spuren gefunden, die diese Bedingungen erfüllen, so nimmt man an, daß die höchstenergetischste Spur das Elektron vom Leptoquark- bzw. Squark-Zerfall ist. Nach Anwendung des Jet-Rekonstruktionsalgorithmus muß dieses Elektron außerdem in einem der Jets enthalten sein.

Um einen großen Teil der von OPAL bei e^+e^- -Schwerpunktsenergien von 189 GeV aufgezeichneten Daten zu verwerfen, deren Topologie nur wenig der hier gesuchten entspricht bzw. um bereits gewisse Untergrundquellen zu reduzieren, wurde die im folgenden beschriebene Vorselektion gewählt.

Vorselektion Elektron-Quark-Zerfallskanal

- VEQ1 Das Ereignis muß mehr als vier gute Spuren enthalten ($n_{\text{ch}} > 4$).
- VEQ2 Es müssen genau zwei Jets rekonstruiert worden sein, wobei einer von ihnen das Elektron vom LQ-Zerfall enthalten muß ($n_{\text{jet}} = 2$).
- VEQ3 Das höchstenergetischste Elektron muß eine Energie E_e von mindestens 2 GeV haben ($E_e > 2 \text{ GeV}$).
- VEQ4 Der Jet, der nicht das Elektron enthält, muß aus mehr als sechs Teilchen bestehen. Dabei sind mit Teilchen sowohl gute Spuren als auch nicht-assoziierte Cluster gemeint ($n_{\text{qj}} > 6$).

Der Schnitt VEQ1 gewährleistet, daß ein Ereignis genügend Spuren für die gesuchte Topologie enthält. Der Schnitt VEQ2 folgt aus der Signatur des Zerfallskanals. VEQ3 reduziert vor allem den Untergrund, der von Zwei-Photon-Ereignissen stammt: Diese sind durch eine im Vergleich zu anderen Prozessen (wie z.B. Vier-Fermion-Ereignissen) kleine invariante Masse im Endzustand und durch zu geringeren Werten verschobene Energieverteilungen der Teilchen gekennzeichnet. Die Energieverteilung des Elektrons ist nach Anwendung aller Vorselektionsschnitte VEQ1-VEQ4 in *Abb. 53(a)* bzw. *(c)* [(e)] für die echten Daten und den gesamten SM-Untergrund bzw. drei verschiedene Massen eines skalaren [vektoriellen] Leptoquarks der Ladung $\pm 5/3$ zu sehen.

Im Kapitel über das Monte-Carlo-Programm ERATO-LQ wurde ausführlich dargestellt, daß die Eigenschaften aller neun Prozesse für skalare bzw. vektorielle Leptoquarks gleich sind. Deshalb wird im jetzigen und folgenden Kapitel immer nur ein Prozeß für die Abbildungen gewählt.

Der Schnitt VEQ4 auf die Multiplizität n_{qj} schließlich ist sehr effizient gegen e^+e^- -Annihilationen mit zwei τ -Leptonen im Endzustand, sowie gegen die verbleibenden leptonischen Zwei-Photon-Ereignisse. Diese Variable ist in *Abb. 53(b)*, *(d)* bzw. *(f)* ebenfalls nach der Vorselektion dargestellt, im oberen Bild wieder für Daten und SM-Untergrund und im mittleren (unteren) für skalare (vektorielle) Leptoquarks mit drei unterschiedlichen Massen.

Während man für die Verteilungen der Energie E_e beim Signal einen deutlichen Unterschied zwischen den Massen 80, 120 und 160 GeV/ c^2 erkennt, ist der Unterschied bei der

Multiplizitätsverteilung wesentlich geringer. Dennoch sind die Verteilungen für die höheren Massen ebenfalls sehr leicht zu höheren Multiplizitäten hin verschoben.

Die echten Daten werden sowohl für E_e als auch für n_{qj} gut vom gesamten SM-Untergrund beschrieben. Es ist sehr wichtig, daß die echten Daten durch den vom Standardmodell vorhergesagten Untergrund gut beschrieben werden. Nur wenn die SM-Vorhersagen verläßlich sind, ist eine korrekte und sichere Interpretation der Daten möglich. Nur dies erlaubt es, bei der Suche nach neuen Teilchen auszusagen, ob ein beobachteter Überschuß signifikant ist oder nicht. Um zu zeigen, daß die Summe von allen verschiedenen SM-Untergrundprozessen den Verlauf der Daten nach der Vorselektion gut beschreibt, sind im folgenden weitere allgemeine Ereignisvariablen dargestellt:

Abb. 54(a), (c) und (e) zeigen die Thrust-Verteilungen. Die echten Daten werden durch den simulierten SM-Untergrund gut beschrieben. Man erkennt außerdem einen deutlichen Unterschied zwischen den verschiedenen Leptoquark-Massen. Dies ist darauf zurückzuführen, daß schwere Leptoquarks fast in Ruhe produziert werden, während bei den leichteren Leptoquarks der Boost des wechselwirkenden Quark-Elektron-Systems im Anfangszustand in z-Richtung bemerkbar ist.

Abb. 54(b), (d) und (f) zeigen das Verhältnis n_{ch}/n_{tot} zwischen der Anzahl guter Spuren n_{ch} und der gesamten Anzahl Spuren n_{tot} . Diese Variable wird häufig verwendet, um zu sehen, ob man in den Daten viel **Maschinenuntergrund** hat. Als Maschinenuntergrund bezeichnet man Strahl-Wand-Ereignisse, bei denen eines der Strahlteilchen an die Strahlwand stößt, sowie Strahl-Gas-Ereignisse, die durch Stöße zwischen den Strahlteilchen und dem in der Strahlröhre noch vorhandenen Gas entstehen. Diese Art von Untergrund wird von keinem Monte-Carlo-Programm simuliert und ist dadurch gekennzeichnet, daß nur ein kleiner Teil der registrierten Spuren die Qualitätskriterien Q1 bis Q7 erfüllen. Maschinenuntergrund hat mit zunehmender e^+e^- -Schwerpunktsenergie an Bedeutung gewonnen. An den Verteilungen in (a) sieht man, daß es hiermit im Elektron-Quark-Kanal keine Probleme gibt.

Abb. 55(a), (c) und (e) zeigen die gesamte im elektromagnetischen Kalorimeter gemessene Energie E_{ECAL} . Die Standardmodell-Vorhersage stimmt gut mit den aufgezeichneten Daten überein. Bei den simulierten Signal-Ereignissen sind, wie man es auch erwartet, die Verteilungen um so mehr zu größeren Werten hin verschoben, je größer die Masse der Leptoquarks/Squarks ist.

Abb. 55(b), (d) und (f) zeigen die invariante Masse des Endzustandes W_{vis} . Sie berechnet sich aus

$$W_{vis} = (\sum_i E_i)^2 - (\sum_i \vec{p}_i)^2$$

wobei die Summe über alle guten Spuren und nicht-assoziierten Cluster gebildet wird. Die Abbildungen zeigen lediglich den Bereich von 0 bis 200 GeV, da die e^+e^- -Schwerpunktsenergie bei 189 GeV liegt. Bei den Signal-Verteilungen erkennt man noch deutlicher als bei der E_{ECAL} -Verteilung die Verschiebung der höheren Massen zu höheren Werten.

An all diesen Verteilungen wird deutlich, daß die Daten gut von den simulierten Untergrundprozessen des Standardmodells beschrieben werden. Nach Anwendung der Vorselektionsschnitte verbleiben 5825 aufgezeichnete Datenereignisse im Bereich $0 < W_{vis} < 200$ GeV.

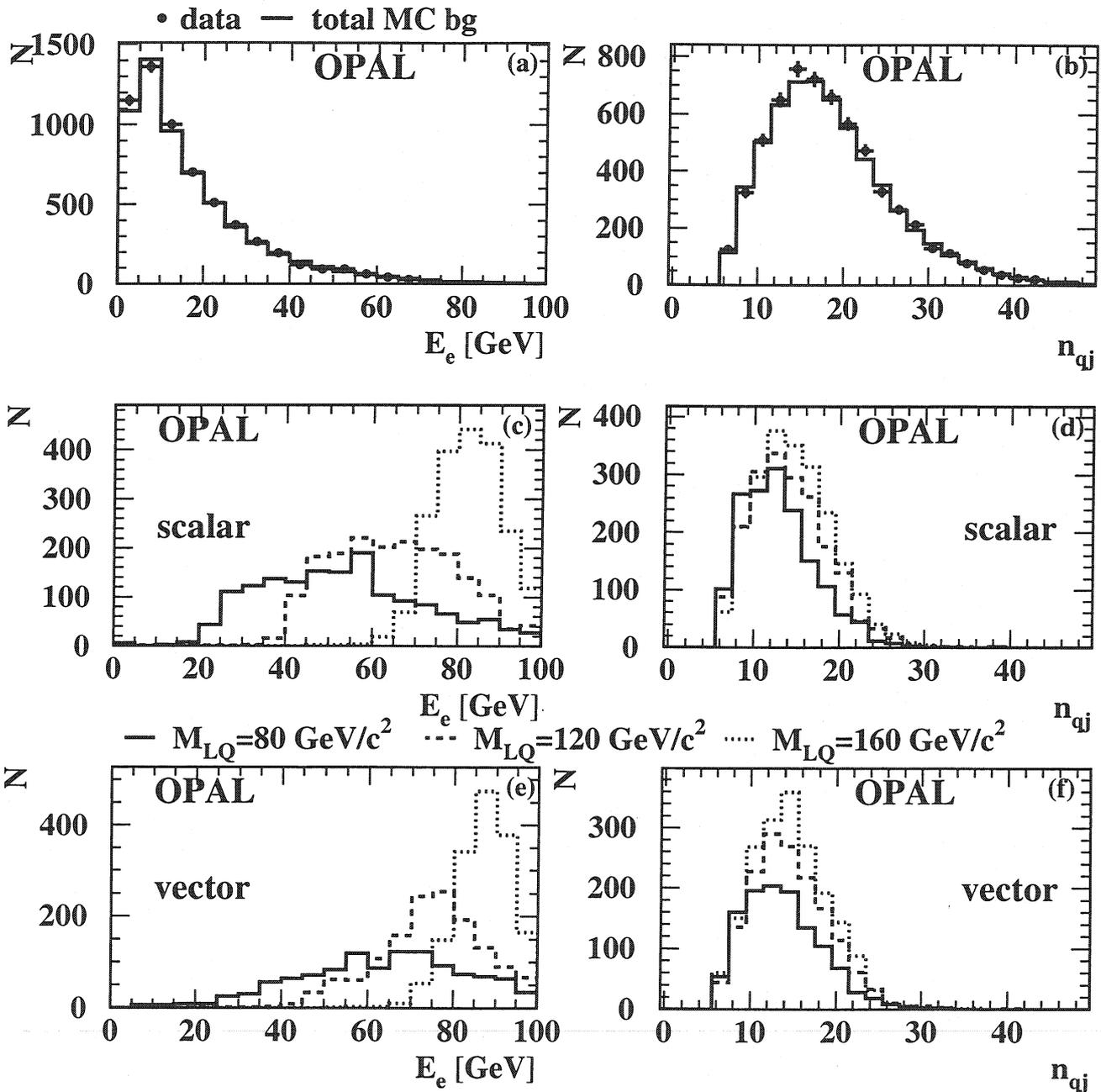


Abbildung 53: Zwei der Vorselektionsvariablen nach Anwendung der Schnitte VEQ1 bis VEQ4. Es sind jeweils die drei rechten bzw. die drei linken Abbildungen miteinander zu vergleichen. In den oberen sind die aufgezeichneten Daten als Punkte mit Fehlerbalken und der gesamte SM-Untergrund als durchgezogenes Histogramm dargestellt. In den mittleren (unteren) Abbildungen sieht man die Verteilungen für skalare (vektorielle) Leptoquarks verschiedener Masse. In (a), (c) und (e): Energie E_e des Elektrons vom Leptoquark-Zerfall und (b), (d) und (f): Anzahl n_{qj} der Teilchen im Jet, das das Elektron nicht enthält.

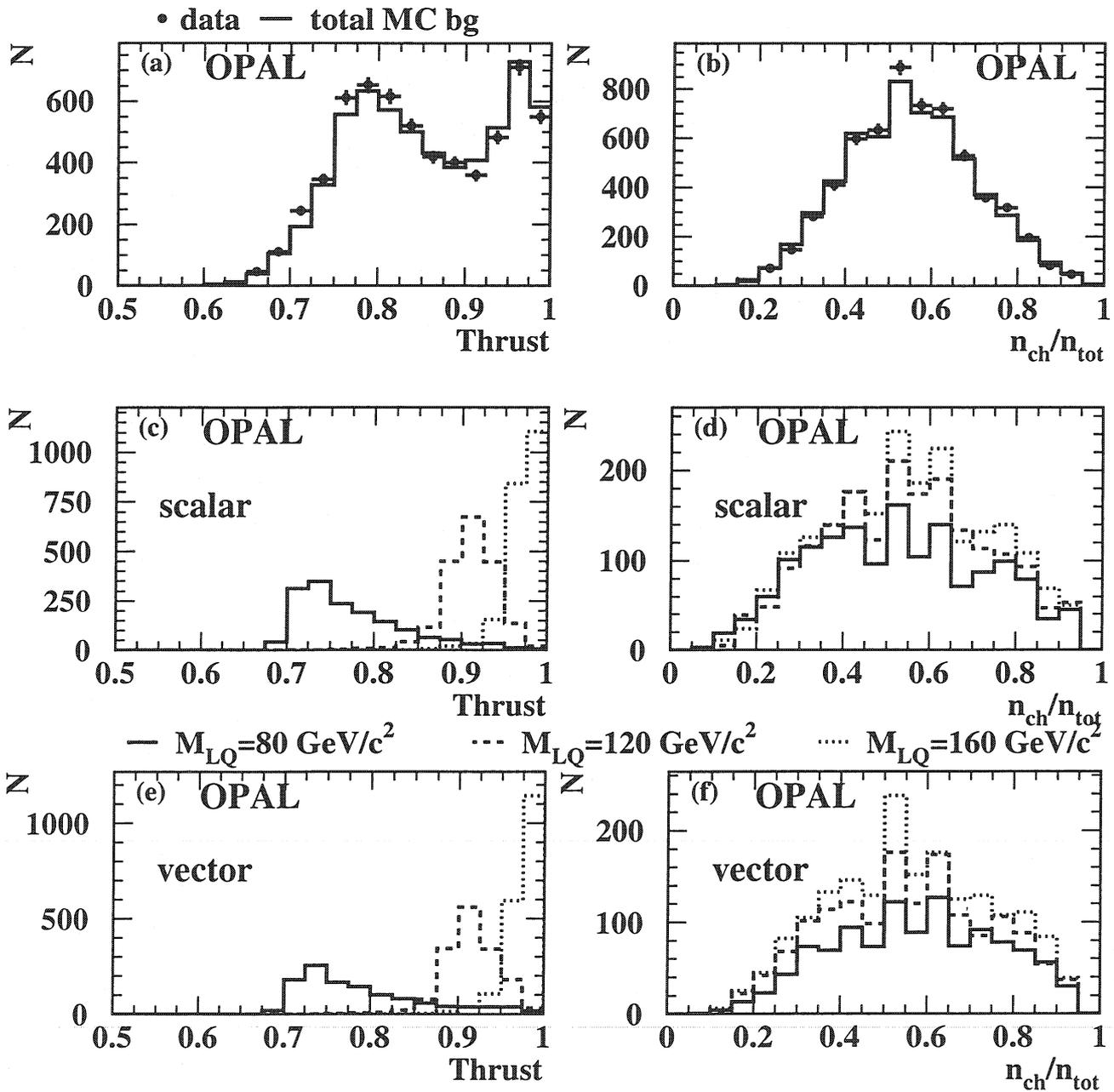


Abbildung 54: Zwei allgemeine Ereignisvariablen nach Anwendung der Schnitte VEQ1 bis VEQ4. Es sind jeweils die drei rechten bzw. die drei linken Abbildungen miteinander zu vergleichen. In den oberen sind die aufgezeichneten Daten als Punkte mit Fehlerbalken und der gesamte SM-Untergrund als durchgezogenes Histogramm dargestellt. In den mittleren (unteren) Abbildungen sieht man die Verteilungen für skalare (vektorielle) Leptoquarks verschiedener Masse. In (a), (c) und (e): Thrust und (b), (d) und (f): Verhältnis n_{ch}/n_{tot} zwischen der Anzahl guter Spuren n_{ch} und der gesamten Anzahl Spuren n_{tot} .

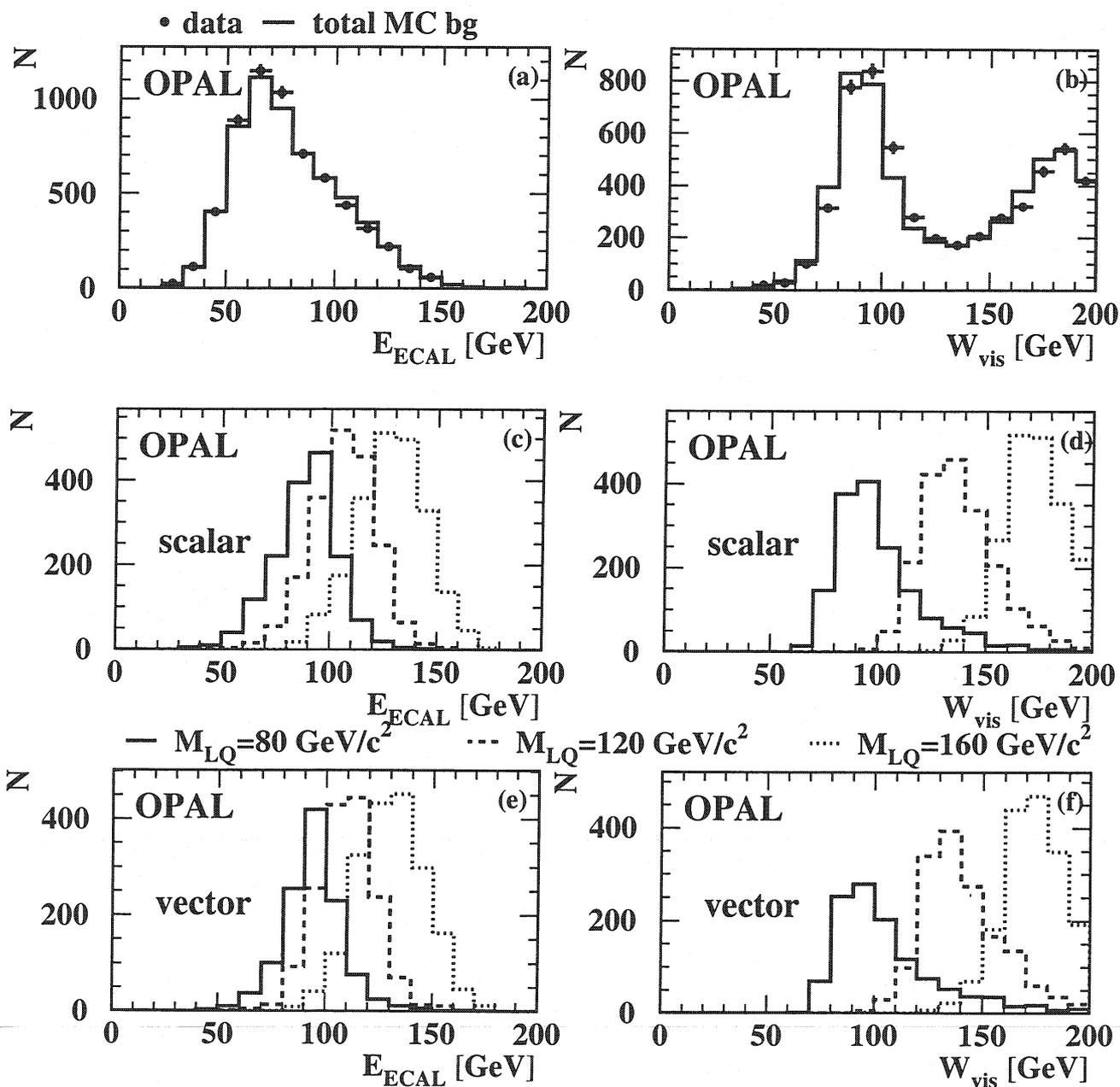


Abbildung 55: Zwei allgemeine Ereignisvariablen nach Anwendung der Schnitte VEQ1 bis VEQ4. Es sind jeweils die drei rechten bzw. die drei linken Abbildungen miteinander zu vergleichen. In den oberen sind die aufgezeichneten Daten als Punkte mit Fehlerbalken und der gesamte SM-Untergrund als durchgezogenes Histogramm dargestellt. In den mittleren (unteren) Abbildungen sieht man die Verteilungen für skalare (vektorielle) Leptoquarks verschiedener Masse. In (a), (c) und (e): gesamte Energie E_{ECAL} im elektromagnetischen Kalorimeter und (b), (d) und (f): gesamte invariante Masse des Endzustandes.

Auf diese Ereignisse, sowie den SM-Untergrund und das Signal werden die folgenden Selektionsschnitte angewandt:

Selektion Elektron-Quark-Kanal

SEQ1 ($(E_{qj} + E_e)/E_{vis} > 0.8$):

Die Summe aus der Energie E_{qj} des hadronischen Jets und des Elektrons E_e soll mindestens 80% der gesamten sichtbaren Energie E_{vis} ausmachen. Damit stellt man sicher, daß der Großteil der sichtbaren Energie vom Zerfall des Leptoquarks stammt. Dieser Schnitt ist besonders effizient gegen multihadronische und Vier-Fermion-Ereignisse. In *Abb. 56(a), (c) bzw. (e)* ist die Variable $(E_{qj} + E_e)/E_{vis}$ für die aufgezeichneten Daten samt SM-Untergrund sowie für drei verschiedene Massen von Skalar- bzw. Vektor-Leptoquarks dargestellt. Der Schnitt ist als Pfeil angedeutet. Die Verteilungen der skalaren und vektoriellen Leptoquarks zeigen keine Unterschiede.

SEQ2 ($\cancel{E}_T/M_{jj} < 0.15$):

Im Elektron-Quark-Zerfallskanal erwartet man nur wenig fehlende Energie. Daher soll das Verhältnis zwischen der fehlenden Transversalenergie \cancel{E}_T und der invarianten Masse des Jet-Jet-Systems M_{jj} weniger als 15% betragen. Dies reduziert weiter den Vier-Fermion-Untergrund, bei dem ein W-Boson in ein geladenes und ein neutrales Lepton zerfällt. Die Variable \cancel{E}_T/M_{jj} ist in *Abb. 56(b)* für die Daten und den gesamten SM-Untergrund sowie in *(d) bzw. (f)* für je drei verschiedene skalare bzw. vektorielle Leptoquark-Zustände dargestellt.

SEQ3 ($|E_e - E_{ej}| < 2 \text{ GeV}$):

Da man erwartet, daß das Elektron, welches vom Zerfall des Leptoquarks stammt, isoliert ist, soll die Differenz zwischen der Energie E_e des Elektrons und der Energie E_{ej} des Jets, in dem sich das Elektron befindet, nicht größer als 2 GeV sein. Durch diesen Schnitt reduziert man vor allem den multihadronischen Untergrund, aber auch $\tau\tau$ - und Vier-Fermion-Ereignisse. *Abb. 57(a)* zeigt diese Schnittvariable für die aufgezeichneten Daten und den SM-Untergrund und in *(c) bzw. (e)* die entsprechenden Verteilungen für skalare bzw. vektorielle Leptoquarks mit je drei verschiedenen Massen.

SEQ4 ($|\cos \theta_e| < 0.8$)

Um den Beitrag von Zwei-Photon- und Bhabha-Ereignissen weiter zu reduzieren, wird verlangt, daß das Elektron im Polarwinkelbereich $|\cos \theta_e| < 0.8$ liegt. Dies bedeutet, daß die Effizienz für kleine Leptoquark-Massen stärker abnimmt als für große LQ-Massen, insbesondere für Vektor-Leptoquarks mit einer Masse von $80 \text{ GeV}/c^2$. Dies ist gut in *Abb. 57(f)* zu erkennen. In *(b)* sind wieder die Daten mit dem SM-Untergrund und in *(d)* die Verteilungen für die skalaren Leptoquarks dargestellt. Den Verlust bei kleinen Massen kann man akzeptieren, weil Leptoquarks mit Massen in diesem Bereich durch die ebenfalls bei OPAL untersuchte Paarproduktion ausgeschlossen sind. Das Hauptinteresse der hier beschriebenen Analyse liegt

bei größeren Massen, da man bei der Produktion von einzelnen Leptoquarks einen höheren Massenbereich erreichen kann als bei der Paarproduktion.

SEQ5 ($E_{\text{HCAL}} > 1 \text{ GeV}$)

Um schließlich vor allem den Untergrund noch weiter zu reduzieren, der von Bhabha-Ereignissen stammt, soll die im hadronischen Kalorimeter gemessene Energie größer als 1 GeV sein. Dies verringert ebenso wie Schnitt SEQ4 die Effizienz von Leptoquarks höherer Masse weniger als für diejenigen niedriger Masse, was man an *Abb. 58(b)* für skalare und *(c)* für vektorielle Leptoquarks erkennt. In *(a)* sind wieder die aufgezeichneten Daten und der SM-Untergrund dargestellt.

Nach allen Schnitten verbleiben 21 Kandidaten in den mit OPAL aufgenommenen Daten. Das Standardmodell sagt einen Untergrund von insgesamt 21.9 ± 1.1 Ereignissen voraus. Es wird also kein Überschuß beobachtet, der es erlauben würde, auf die Existenz von neuen Teilchen zu schließen.

Die detaillierte Zusammensetzung des SM-Untergrundes, sowie die Signaleffizienzen sind in *Tab. 12* nach jedem Schnitt, beginnend nach der Vorselektion, zusammen mit der in den Daten verbleibenden Anzahl Ereignisse dargestellt. Die Entwicklung der Signaleffizienzen ist in *Abb. 59* für Skalar- und Vektor-LQ gemeinsam graphisch dargestellt. Man sieht, daß die Effizienzen mit zunehmender Masse ebenfalls steigen und erkennt z.B. auch den weiter oben beschriebenen recht starken negativen Einfluß des Schnittes SEQ4 vor allem auf vektorielle Zustände mit kleinen Massen. *Abb. 60* zeigt die mit den für jeweils sieben verschiedene Massen von Skalar- und Vektor-LQ erzeugten Datensätze ermittelten Effizienzen nach allen Schnitten der Selektion des Elektron-Quark-Zerfallskanals. Die Effizienz für Vektor-LQ liegt deutlich unter derjenigen für skalare LQ. Dies liegt vor allem am Schnitt auf die minimale Energie des Elektrons von 2 GeV, der bereits in der Vorselektion verlangt wird. In *Abb. 61* ist die Zusammensetzung des vom Standardmodell vorhergesagten Untergrundes graphisch dargestellt. Wird der Großteil des Untergrundes bis zum Schnitt SEQ2 noch von den multihadronischen Ereignissen geliefert, so nehmen ab Schnitt SEQ3 die Zwei-Photon- und Vier-Fermion-Ereignisse einen größeren Anteil am Gesamtuntergrund ein. In *Abb. 62* schließlich ist die Massenverteilung der Kandidaten in den aufgezeichneten Daten nach allen Schnitten zusammen mit dem simulierten SM-Untergrund und als Beispiel zwei Massenverteilungen für Vektor-Leptoquarks mit Massen von 80 bzw. 120 GeV/c² dargestellt.

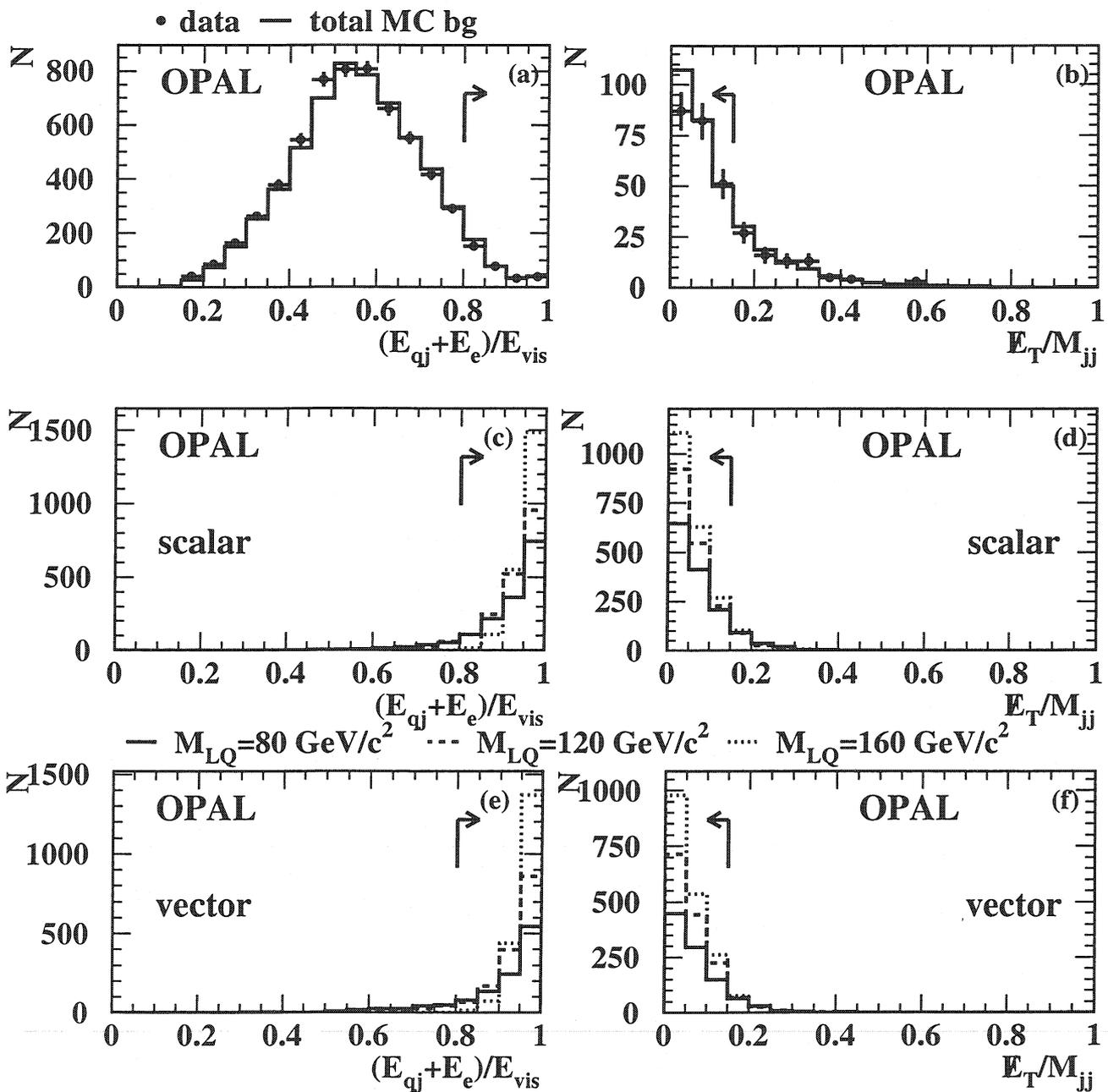


Abbildung 56: Verteilungen der ersten beiden Variablen, auf die bei der Selektion für den Elektron-Quark-Zerfallskanal geschnitten wird: (a), (c) bzw. (e) Verhältnis der Summe aus der Energie E_{qj} des hadronischen Jets und der Energie E_e des Elektrons zur sichtbaren Energie E_{vis} nach Anwendung von VEQ1 bis VEQ4; (b), (d) bzw. (f) Verhältnis zwischen der fehlenden Transversalenergie \cancel{E}_T und der invarianten Masse M_{jj} der beiden Jets mit dem zusätzlichen Schnitt SEQ1. Auf den beiden oberen Abbildungen sind jeweils die aufgezeichneten Daten zusammen mit dem SM-Untergrund aufgetragen. In der Mitte bzw. unten sieht man die Verteilungen für je drei verschiedene skalare bzw. vektorielle LQ-Massenzustände.

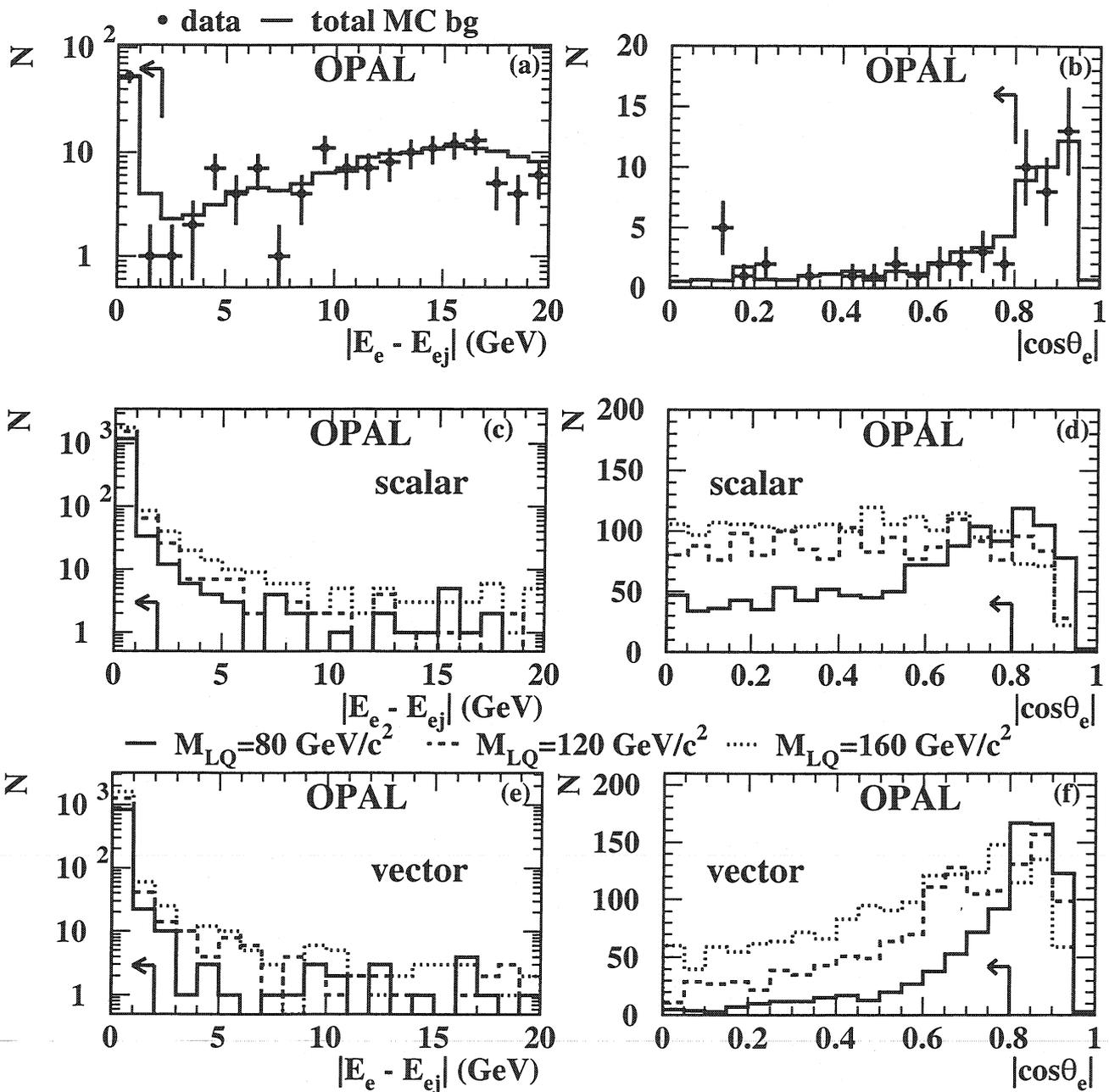


Abbildung 57: Verteilungen der beiden Variablen, auf die bei SEQ3 und SEQ4 in der Selektion für den Elektron-Quark-Zerfallskanal geschnitten wird: (a), (c) bzw. (e) Differenz zwischen der Energie E_e des Elektrons und der Energie E_{Ej} des Jets, der das Elektron enthält nach Anwendung von VEQ1 bis SEQ2; (b), (d) bzw. (f) Polarwinkelverteilung $|\cos\theta_e|$ des Elektrons nach dem zusätzlichen Schnitt SEQ3. Auf den beiden oberen Abbildungen sind jeweils die aufgezeichneten Daten zusammen mit dem SM-Untergrund aufgetragen. In der Mitte bzw. unten sieht man die Verteilungen für je drei verschiedene skalare bzw. vektorielle LQ-Massenzustände.

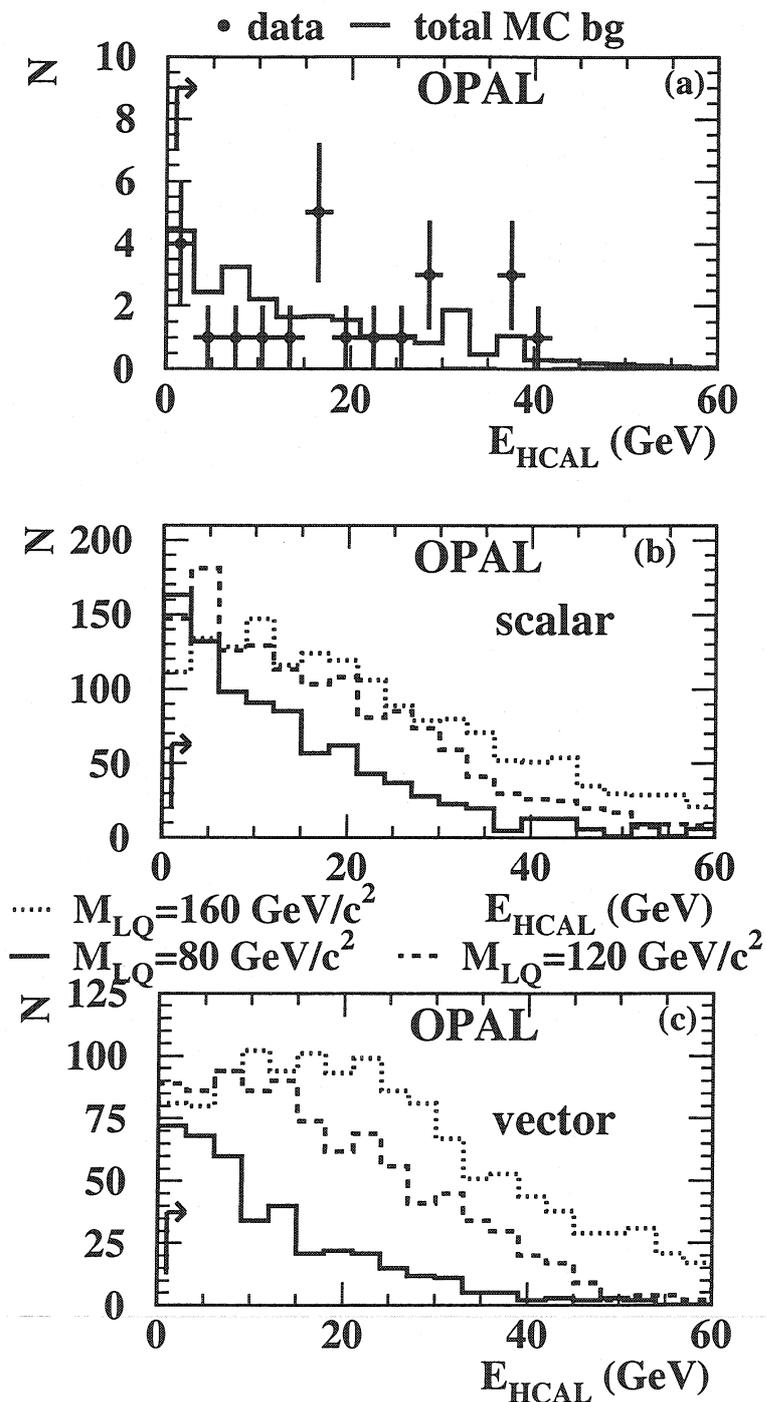


Abbildung 58: Verteilungen der letzten Variable, auf die bei SEQ5 in der Selektion für den Elektron-Quark-Zerfallskanal geschnitten wird: Gesamte im hadronischen Kalorimeter gemessene Energie E_{HCAL} . In (a) sind die aufgezeichneten Daten zusammen mit dem SM-Untergrund aufgetragen. In (b) bzw. (c) sieht man die Verteilungen für je drei verschiedene skalare bzw. vektorielle LQ-Massenzustände. Es wurden alle Schnitte bis einschließlich SEQ4 angewandt.

Prozeß gegen Schnitt	Vor- selektion	$\frac{E_{q1}+E_e}{E_{vis}}$ (SEQ1)	$\frac{E_T}{M_{jj}}$ (SEQ2)	$ E_e - E_{ej} $ (SEQ3)	$ \cos \theta_e $ (SEQ4)	E_{HCAL} (SEQ5)
$M_{LQ}=80$ GeV (scalar)	52.5%	47.6%	42.2%	40.6%	30.4%	28.4%
$M_{LQ}=120$ GeV (scalar)	63.8%	61.0%	56.5%	53.8%	46.9%	45.1%
$M_{LQ}=160$ GeV (scalar)	72.1%	71.9%	66.8%	61.5%	56.0%	55.0%
$M_{LQ}=80$ GeV (vector)	39.3%	33.4%	29.8%	28.6%	13.3%	12.3%
$M_{LQ}=120$ GeV (vector)	52.7%	49.8%	46.1%	43.7%	30.7%	29.4%
$M_{LQ}=160$ GeV (vector)	63.3%	63.1%	59.2%	55.6%	45.3%	44.2%
$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$	4834	198.0	158.2	2.8	2.2	2.2 ± 0.2
$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$	13.3	5.5	2.8	0.8	0.6	0.5 ± 0.1
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$	3.4	3.4	3.4	2.9	1.2	0.2 ± 0.1
$e^+e^- \rightarrow 4$ fermions	830	74.7	34.3	19.4	13.8	12.8 ± 0.5
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$	67.5	33.1	29.2	26.8	6.3	6.3 ± 1.0
total BG	5748	314.6	227.9	52.8	24.1	21.9 ± 1.1
data	5825	280	202	45	23	21

Tabelle 12: Signaleffizienzen für je drei verschiedene skalare und vektorielle LQ-Massenzustände Schnitt für Schnitt, beginnend nach der Vorselektion. Ebenfalls angegeben ist die Zusammensetzung des Standardmodell-Untergrundes und die Anzahl der in den aufgezeichneten Daten verbleibenden Ereignisse.

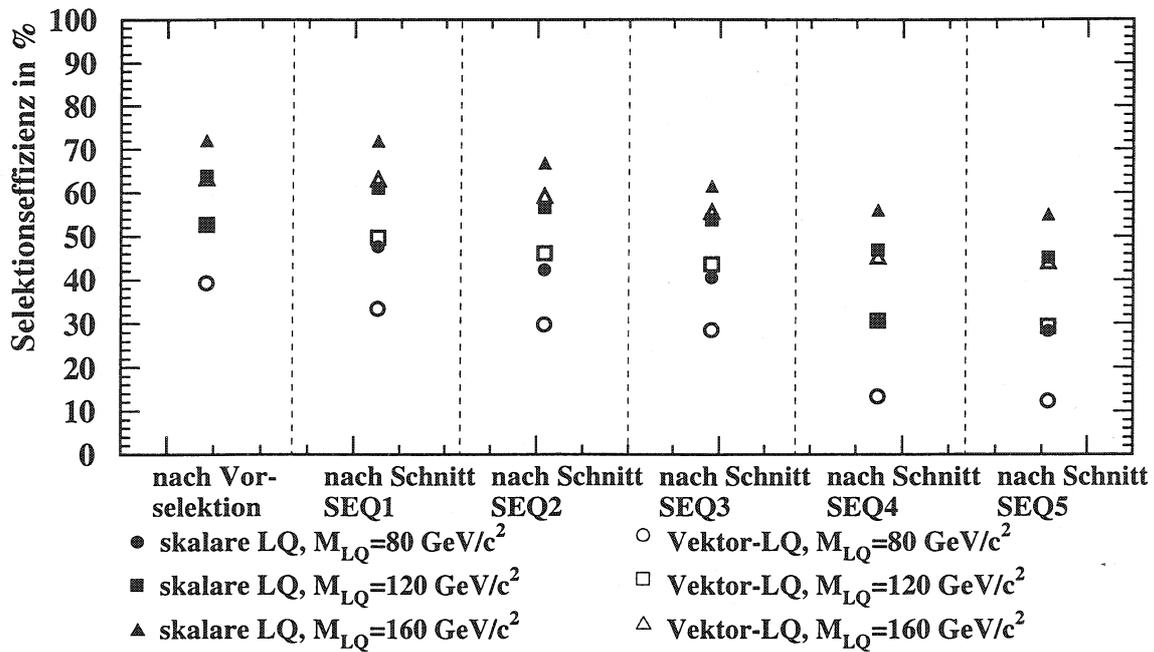


Abbildung 59: Entwicklung der Selektionseffizienz beginnend nach der Vorselektion für jeweils drei unterschiedliche skalare bzw. vektorielle LQ-Massenzustände, die mit ERATO-LQ erzeugt wurden.

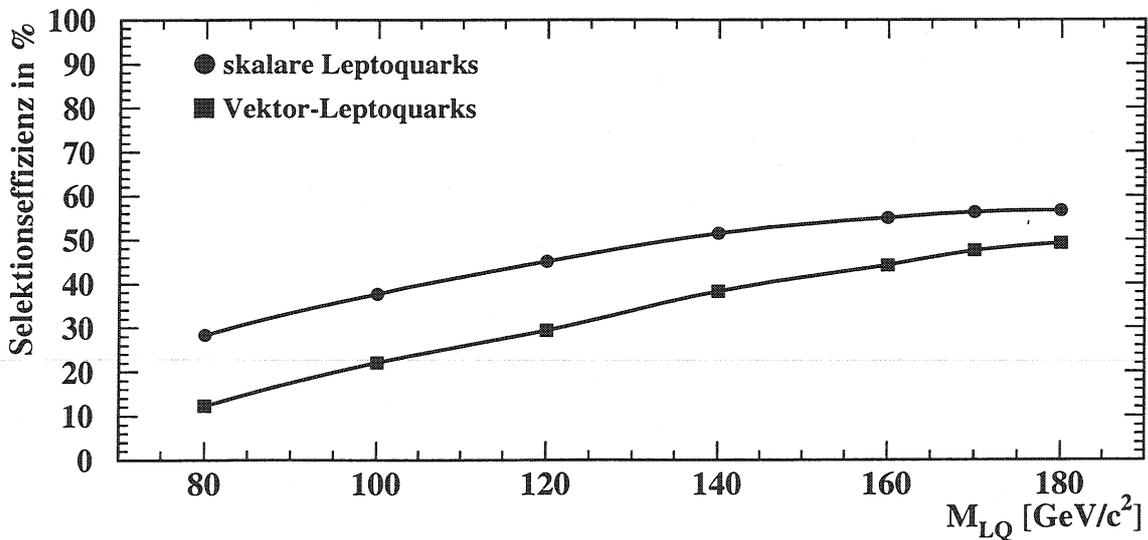


Abbildung 60: Selektionseffizienz nach allen Schnitten im Elektron-Quark-Zerfallskanal für die jeweils sieben verschiedenen mit ERATO-LQ erzeugten Massen von Skalar- bzw. Vektor-Leptoquarks.

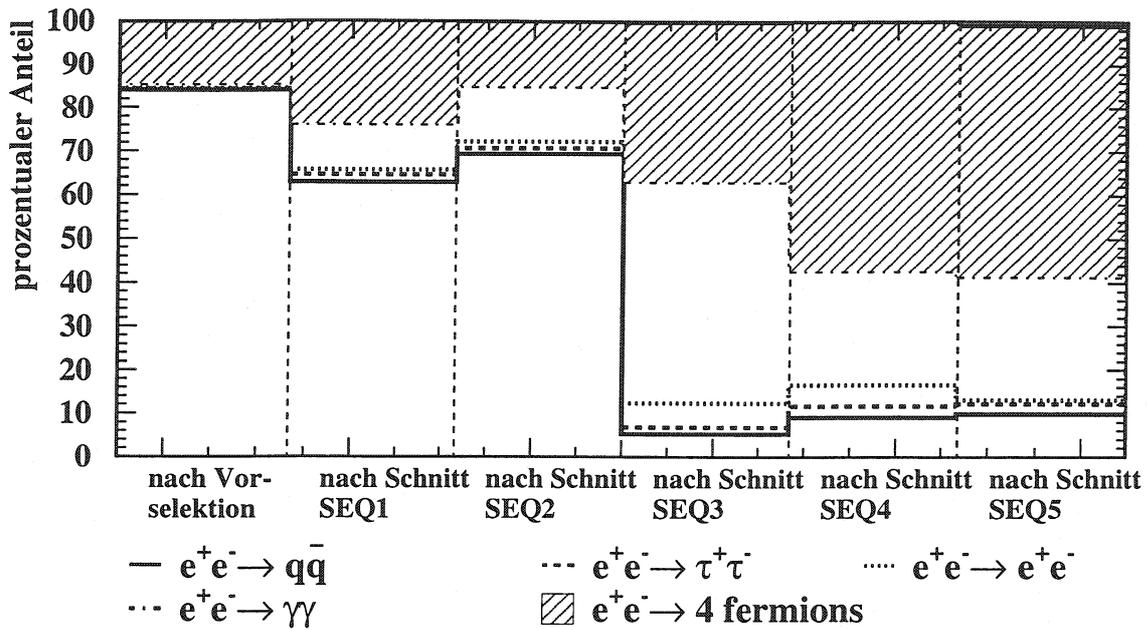


Abbildung 61: Entwicklung der prozentualen Zusammensetzung des vom Standardmodell vorhergesagten Untergrundes: multihadronische Ereignisse dominieren zu Beginn, nach dem Schnitt SEQ3 gewinnen Zwei-Photon- und Vier-Fermion-Ereignisse zunehmend an Bedeutung.

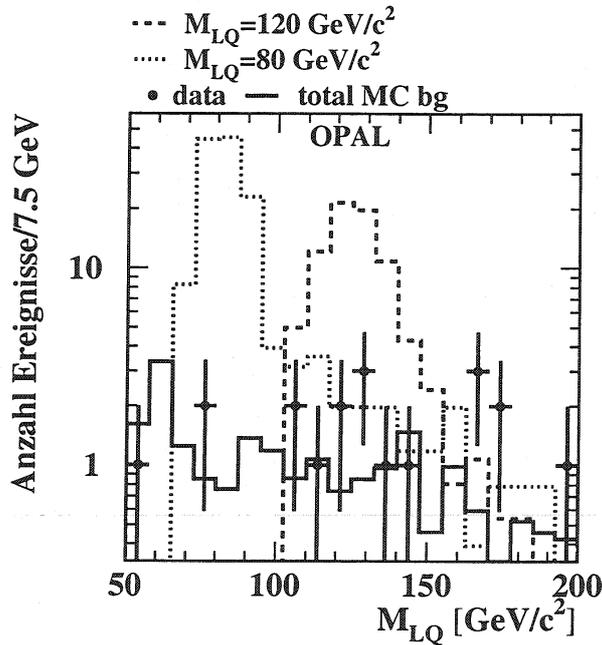


Abbildung 62: Die Massenverteilung für die nach allen Schnitten für den Elektron-Quark-Zerfallskanal in den aufgezeichneten Daten verbleibenden Kandidaten zusammen mit dem Standardmodell-Untergrund. Ebenfalls dargestellt sind als Beispiel zwei Massenverteilungen für Vektor-LQ mit Massen von 80 bzw. 120 GeV/c^2 , bei denen zur Normierung die Selektionseffizienz und der Wirkungsquerschnitt berücksichtigt wurden.

10 Der Neutrino-Quark-Zerfallskanal

Beim Zerfall eines Leptoquarks bzw. Squarks in ein Quark und ein Neutrino muß nach Ereignissen gesucht werden, die nur einen hadronischen Jet enthalten. Dabei wird aus Gründen der Impulserhaltung die Transversalenergie $E_{T\text{jet}}$ des Jets durch diejenige des Neutrinos ausbalanciert. Da das Neutrino aber nicht im Detektor nachgewiesen werden kann, sind die gesuchten Ereignisse durch fehlende Energie charakterisiert. Die Jets werden genau wie für den Elektron-Quark-Kanal mit dem CONE-Algorithmus und den Parametern $R=1$ und $E_{\text{max}}=15$ GeV rekonstruiert.

Das größte Problem beim Neutrino-Quark-Zerfallskanal ist, daß eine Topologie mit viel fehlender Energie ebenfalls charakteristisch für Untergrundprozesse ist, die nicht simuliert werden, wie z.B. Maschinenuntergrund durch Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Ereignisse. Außerdem weisen auch "physikalische" Ereignisse, die schlecht vermessen sind, fehlende Energie auf. Diese Art von Ereignissen ist bei der Simulation des Detektors nicht unbedingt enthalten. Schließlich gibt es immer die Möglichkeit, daß bekannte Prozesse in gewissen kinematischen Bereichen gar nicht simuliert werden.

Um die Problematik zu veranschaulichen, sind in den *Abb. 63* und *64* verschiedene Variablen dargestellt, bei denen man lediglich mindestens fünf gute Spuren und genau einen Jet im Pseudorapiditätsbereich $|\eta| < 2$ gefordert hat. In *Abb. 63(a)*, *(c)* bzw. *(e)* sieht man die Anzahl n_{qj} guter Spuren und nicht-assoziiertes Cluster im hadronischen Jet für die aufgezeichneten Daten samt SM-Untergrund und drei verschiedene skalare bzw. vektorielle LQ-Massenzustände, die mit ERATO-LQ erzeugt wurden. Bei dieser Verteilung beobachtet man einen deutlichen Überschuß über den gesamten dargestellten Bereich hinweg. In *Abb. 63(b)*, *(d)* bzw. *(f)* ist das Verhältnis zwischen der Anzahl guter Spuren n_{ch} und der gesamten Anzahl Spuren n_{tot} für Daten, SM-Untergrund und Signal auf dieselbe Art wie im linken Teil dargestellt. In *(b)* ist der Überschuß vor allem für Werte unter 0.5 deutlich zu erkennen, d.h. es handelt sich um Ereignisse, bei denen mehr als die Hälfte der registrierten Spuren nicht die Qualitätskriterien Q1 bis Q7 erfüllen.

Abb. 64 zeigt zwei weitere allgemeine Ereignisvariablen: In *(a)*, *(c)* bzw. *(e)* ist die gesamte invariante Masse W_{vis} des Ereignisses zu sehen und in *(b)*, *(d)* bzw. *(f)* ist die fehlende Transversalenergie \cancel{E}_T dargestellt. An diesen insgesamt vier Variablen wird deutlich, warum es so schwierig ist, geeignete Schnitte zu finden, um den Überschuß zu reduzieren: Er ist über einen sehr großen Teil der Wertebereiche verteilt und insbesondere dort, wo auch die Leptoquark-Verteilungen liegen.

Deshalb wird für den Neutrino-Quark-Kanal eine Detektorkomponente verwendet, die für den Elektron-Quark-Kanal nicht benutzt wurde. Der **MIP-Plug** (vgl. Abschnitt 8.2.7) wurde speziell für die Suche nach neuen Teilchen eingebaut. Hierbei kommen Zerfälle vor, die Topologien mit fehlender Energie erzeugen. Der MIP-Plug soll verhindern, daß minimal-ionisierende Teilchen den Detektor unbemerkt verlassen und somit fehlende Energie vortäuschen. Er wird als **Veto** verwendet, d.h. die mit ihm registrierte Ladung darf einen bestimmten Wert nicht überschreiten. Wendet man das MIP-Plug-Veto an, so erhält man für die Anzahl n_{qj} der Teilchen im Jet und das Verhältnis zwischen der Anzahl guter Spuren n_{ch} und der gesamten Anzahl Spuren n_{tot} die in *Abb. 65(a)* und *(b)* für echte Da-

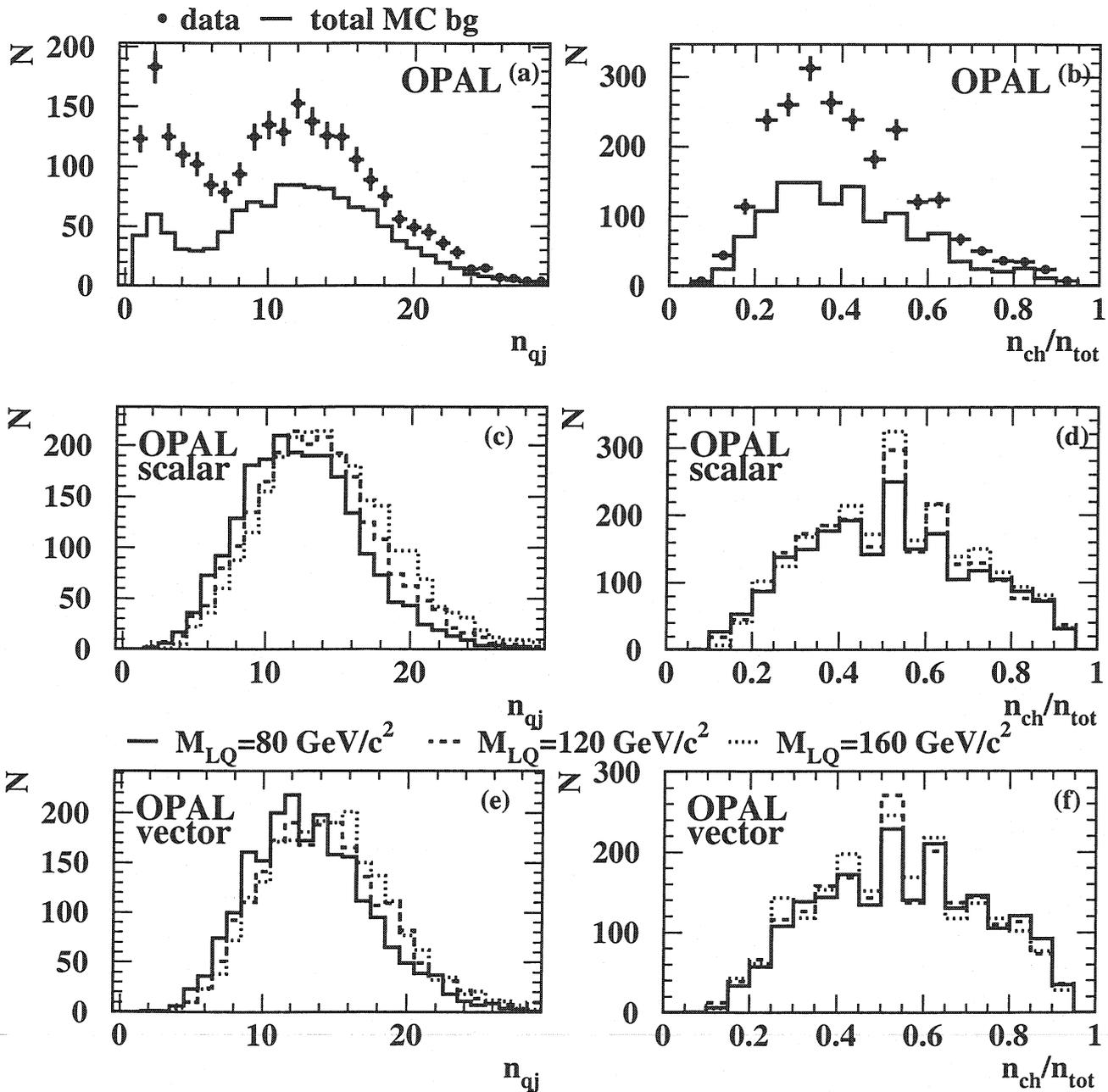


Abbildung 63: Auf der linken Seite ist die Anzahl n_{qj} der Teilchen im Jet dargestellt, auf der rechten Seite das Verhältnis zwischen der Anzahl guter Spuren n_{ch} und der gesamten Anzahl Spuren n_{tot} . Es wurde lediglich verlangt, daß die Ereignisse mindestens fünf gute Spuren enthalten und daß genau ein Jet mit Pseudorapidität η kleiner zwei rekonstruiert wurde. Auf den beiden oberen Abbildungen sind jeweils die aufgezeichneten Daten zusammen mit dem SM-Untergrund aufgetragen und in der Mitte bzw. unten die Verteilungen für je drei verschiedene skalare bzw. vektorielle LQ-Massenzustände.

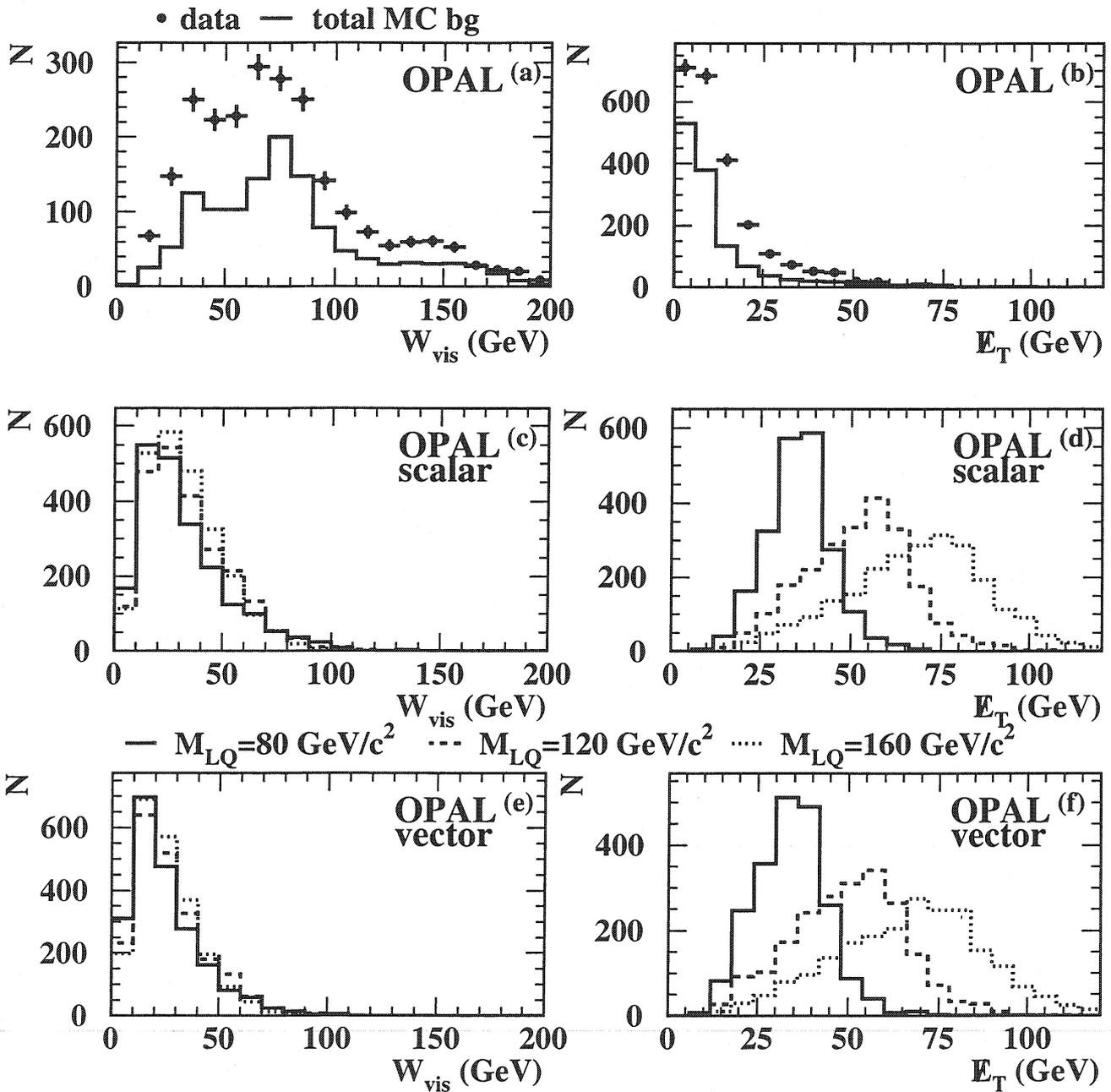


Abbildung 64: Auf der linken Seite ist die gesamte invariante Masse W_{vis} dargestellt, auf der rechten Seite die fehlende Transversalenergie E_T . Es wurde lediglich verlangt, daß die Ereignisse mindestens fünf gute Spuren enthalten und daß genau ein Jet mit Pseudorapidität η kleiner zwei rekonstruiert wurde. Auf den beiden oberen Abbildungen sind jeweils die aufgezeichneten Daten zusammen mit dem SM-Untergrund aufgetragen und in der Mitte bzw. unten die Verteilungen für je drei verschiedene skalare bzw. vektorielle LQ-Massenzustände.

ten und SM-Untergrund dargestellten Verteilungen. Die Daten werden wesentlich besser von der Standardmodell-Vorhersage beschrieben, während die Anzahl Einträge in den Histogrammen des Signals sowohl bei Skalar- als auch bei Vektor-LQ nur wenig abgenommen hat. Auf *Abb. 65(a)* erkennt man außerdem deutlich, daß mit dem allgemein üblichen, und auch im Elektron-Quark-Kanal angewandten Schnitt von $n_{qj} > 6$ auf die Anzahl Teilchen im hadronischen Jet, auch der Rest des Überschusses eliminiert wird. *Abb. 66* zeigt als Beispiel die gesamte invariante Masse W_{vis} des Endzustandes für die aufgezeichneten Daten und den Standardmodell-Untergrund nach Anwendung dieses zusätzlichen Schnittes. Die Daten werden gut von dem Monte-Carlo-Untergrund beschrieben. Dies gilt auch für andere Ereignisvariablen. Es ergibt sich daher:

Vorselektion νq -Zerfallskanal

- VNQ1 Ein Ereignis muß mehr als vier gute Spuren enthalten ($n_{ch} > 4$).
- VNQ2 Es muß genau ein Jet rekonstruiert worden sein ($n_{jet} = 1$). Darüber hinaus soll dieser Jet im Pseudorapiditätsbereich ($|\eta_{jet}| < 2$) liegen. Dies entspricht etwa einem Polarwinkelbereich von $|\cos \theta| < 0.96$.
- VNQ3 Das **MIP-Plug-Veto** wird angewandt.
- VNQ4 Der Jet soll mehr als sechs gute Spuren und nicht-assozierte Cluster enthalten ($n_{qj} > 6$).
- VNQ5 Um letzte Reste von Maschinenuntergrund zu eliminieren, wird verlangt, daß der Radius vom Primärvertex zum nominellen Wechselwirkungspunkt weniger als 2 cm beträgt ($R(V^0) < 2$ cm).

Nach der Vorselektion verbleiben 432 Ereignisse in den mit dem OPAL-Detektor aufgezeichneten Daten. Auf diese werden folgende Schnitte zur weiteren Selektion angewandt:

Selektion νq -Zerfallskanal

- SNQ1 $E_{jet}/E_{vis} > 0.8$:
Das Verhältnis zwischen der Energie des Jets E_{jet} und der gesamten sichtbaren Energie E_{vis} soll mehr als 80% betragen. Dies ist sehr effizient gegen jede Art von Standardmodell-Untergrund und insbesondere gegen multihadronische und Zwei-Photon-Ereignisse. Diese Variable wird in *Abb. 67(a)*, *(c)* bzw. *(e)* für Daten samt SM-Untergrund und jeweils drei verschiedene skalare bzw. vektorielle LQ-Massenzustände gezeigt. Der Schnitt ist mit einem Pfeil angegeben.
- SNQ2 $|E_{Tjet} - \cancel{E}_T| < 2$ GeV:
Die Differenz zwischen der Transversalenergie E_{Tjet} des Jets und der fehlenden Transversalenergie \cancel{E}_T soll weniger als 2 GeV betragen. Dies eliminiert den bis dahin verbliebenen multihadronischen Untergrund. Diese Variable wird in *Abb. 67(b)*, *(d)* bzw. *(f)* für Daten samt SM-Untergrund und jeweils drei verschiedene skalare bzw. vektorielle LQ-Massenzustände gezeigt. Der Schnitt ist mit einem Pfeil angegeben.

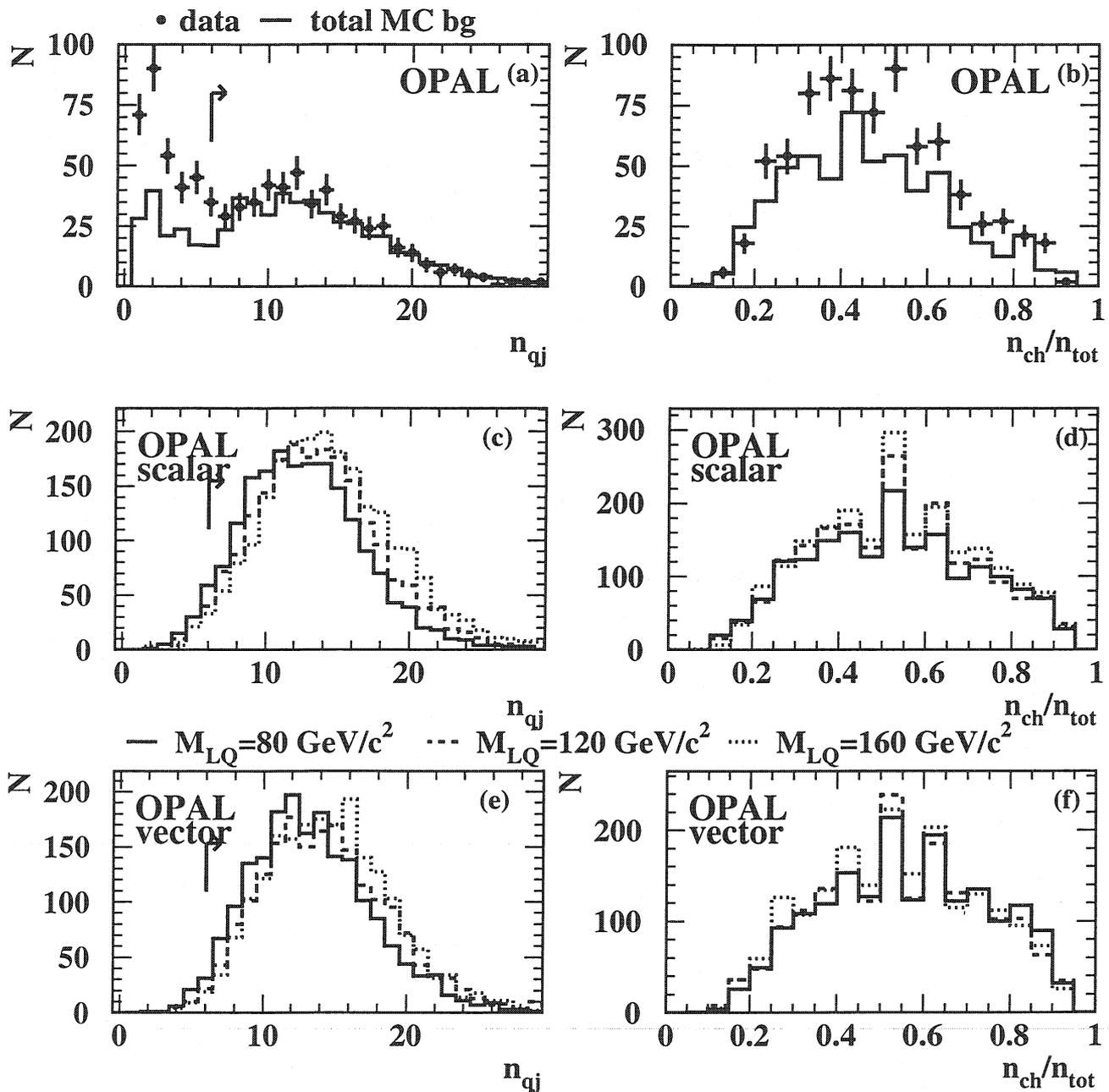


Abbildung 65: In (a), (c) bzw. (e) ist die Anzahl n_{qj} Teilchen im Jet dargestellt. In (b), (d) bzw. (f) ist das Verhältnis zwischen der Anzahl guter Spuren n_{ch} und der gesamten Anzahl Spuren n_{tot} nach Anwendung des MIP-Plug-Vetos zu sehen. Es wurde weiterhin verlangt, daß die Ereignisse mindestens fünf gute Spuren enthalten und daß genau ein Jet mit Pseudorapidität η kleiner zwei rekonstruiert wurde. Auf den beiden oberen Abbildungen sind jeweils die aufgezeichneten Daten zusammen mit dem SM-Untergrund aufgetragen und in der Mitte bzw. unten die Verteilungen für je drei verschiedene skalare bzw. vektorielle LQ-Massenzustände.

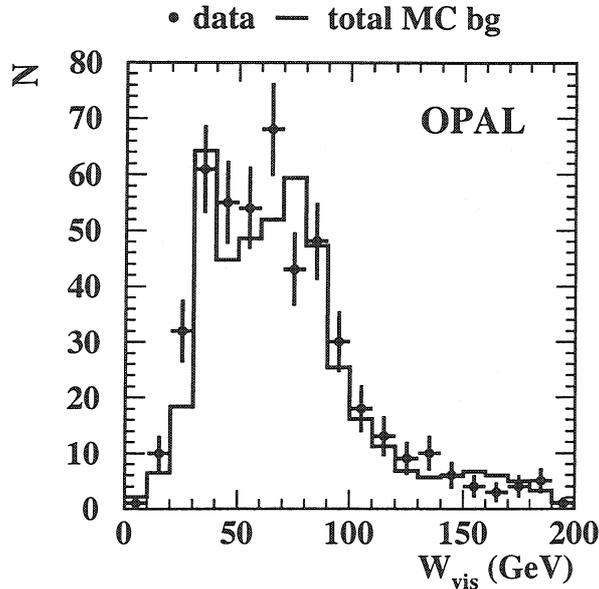


Abbildung 66: Gesamte invariante Masse W_{vis} des Endzustandes nach Anwendung der Schnitte VNQ1 bis VNQ4. Die aufgezeichneten Daten werden gut durch die SM-Vorhersage beschrieben. Der Überschuß wurde durch das MIP-Plug-Veto und den Schnitt auf die Anzahl n_{qj} der Teilchen im Jet sehr stark reduziert.

Nach allen Selektionsschnitten verbleiben in den aufgezeichneten Daten sieben Kandidaten bei einem vom Standardmodell vorhergesagten Untergrund von 8.9 ± 1.2 . Dieser besteht zu etwa 70% aus Vier-Fermion-Ereignissen und zu etwa 30% aus Zwei-Photon-Ereignissen (CC DIS). Die Zusammensetzung des SM-Untergrundes ist in *Abb. 70* dargestellt. Es war nicht möglich, den Untergrund noch weiter zu verringern, da die Selektionseffizienz zu stark abgenommen hätte. In *Abb. 68* sieht man, wie sich die Selektionseffizienz für Skalar- und Vektor-LQ nach jedem Schnitt der Selektion ändert. Bei Anwendung von SNQ1 nimmt die Effizienz stärker ab als bei SNQ2. Insgesamt gesehen ist die Effizienz nach allen Schnitten (s. *Abb. 69*) höher als im Elektron-Quark-Kanal bei einer gleichzeitig geringeren Anzahl Kandidaten. Dies bedeutet, daß man für den Neutrino-Quark-Kanal bessere Grenzen erwarten kann.

In *Abb. 71* ist die Verteilung der transversalen Masse $M_{\text{T,LQ}}$ zusammen mit dem vom Standardmodell vorhergesagten Untergrund dargestellt, wobei

$$M_{\text{T,LQ}} = \sqrt{(\sum_i P_{x,i})^2 + (\sum_i P_{y,i})^2}$$

und die Summe über alle guten Spuren und nicht-assoziierten Cluster gebildet wird. In *Abb. 71* sind außerdem für zwei skalare LQ mit Massen 80 bzw. 120 GeV/c^2 die zu erwartenden Signale dargestellt. Für die Normierung wurden die Selektionseffizienzen und die Wirkungsquerschnitte verwendet.

Tab. 13 zeigt die Signaleffizienzen für je drei verschiedene Skalar- bzw. Vektor-LQ Massen-

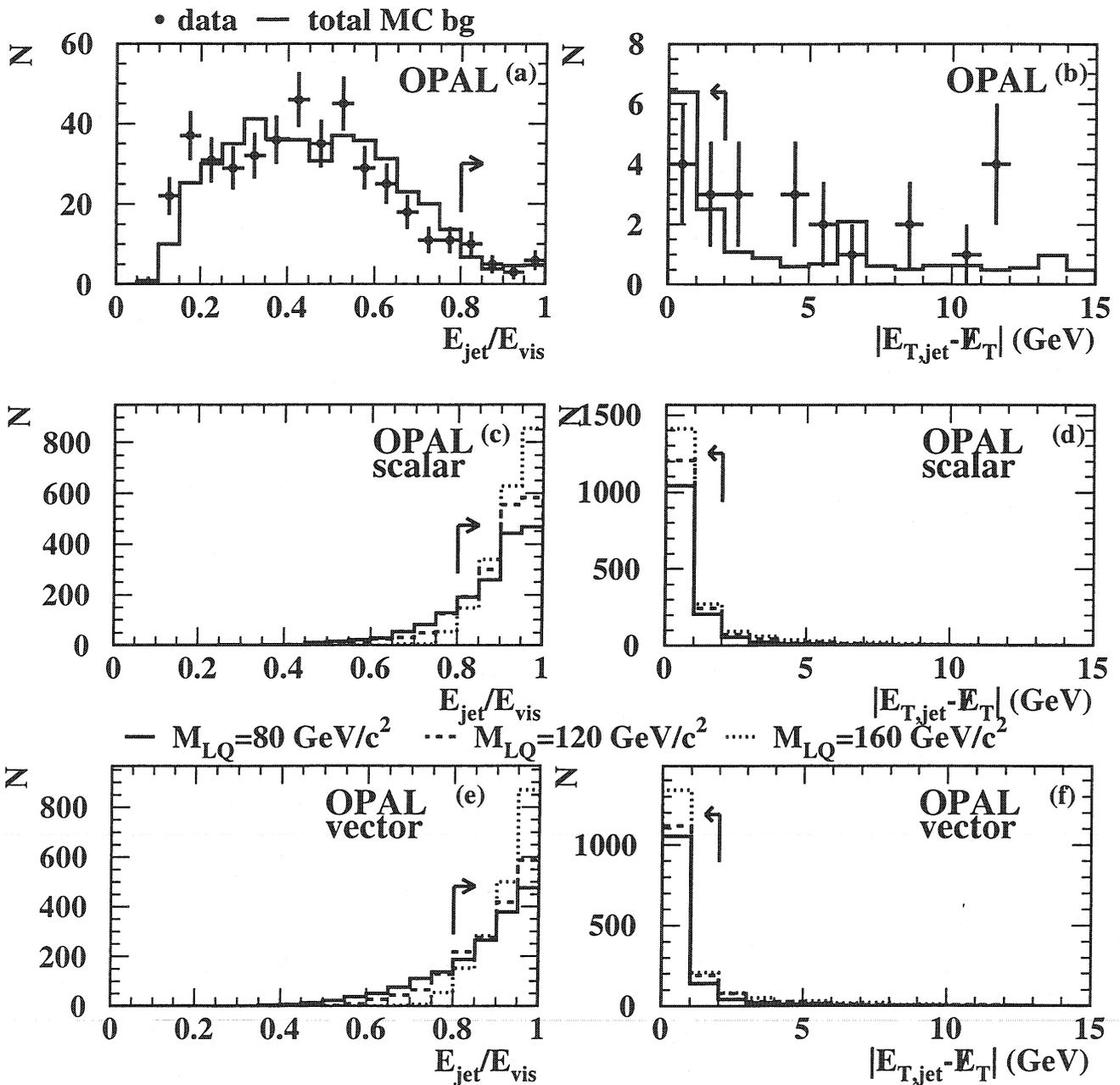


Abbildung 67: Die beiden Variablen, auf die bei der Selektion für den Neutrino-Quark-Kanal geschnitten wird: Auf der linken Seite das Verhältnis der Jet-Energie E_{jet} zur gesamten sichtbaren Energie E_{vis} nach der Vorselektion, auf der rechten Seite die Differenz zwischen der Transversalenergie $E_{T,\text{jet}}$ des Jets und der fehlenden Transversalenergie \cancel{E}_T mit zusätzlichem Schnitt SNQ1. Auf den beiden oberen Abbildungen sind jeweils die aufgezeichneten Daten zusammen mit dem SM-Untergrund aufgetragen und in der Mitte bzw. unten die Verteilungen für je drei verschiedene skalare bzw. vektorielle LQ-Massenzustände.

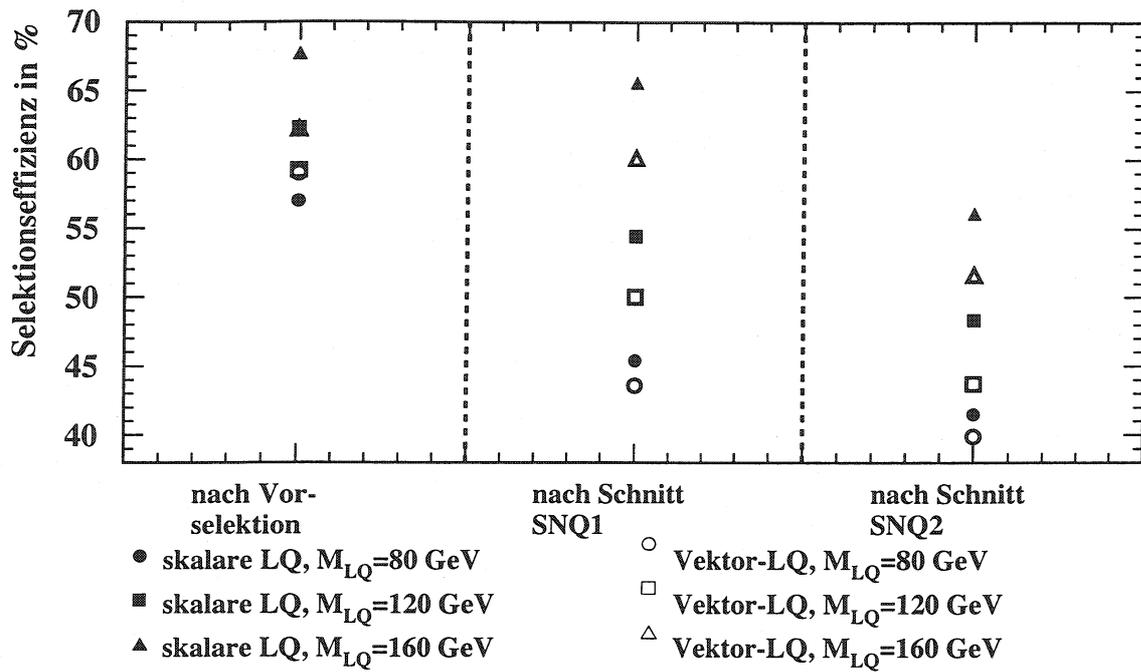


Abbildung 68: Entwicklung der Selektionseffizienz für den Neutrino-Quark-Kanal beginnend nach der Vorselektion für jeweils drei unterschiedliche skalare bzw. vektorielle LQ-Massenzustände, die mit ERATO-LQ erzeugt wurden.

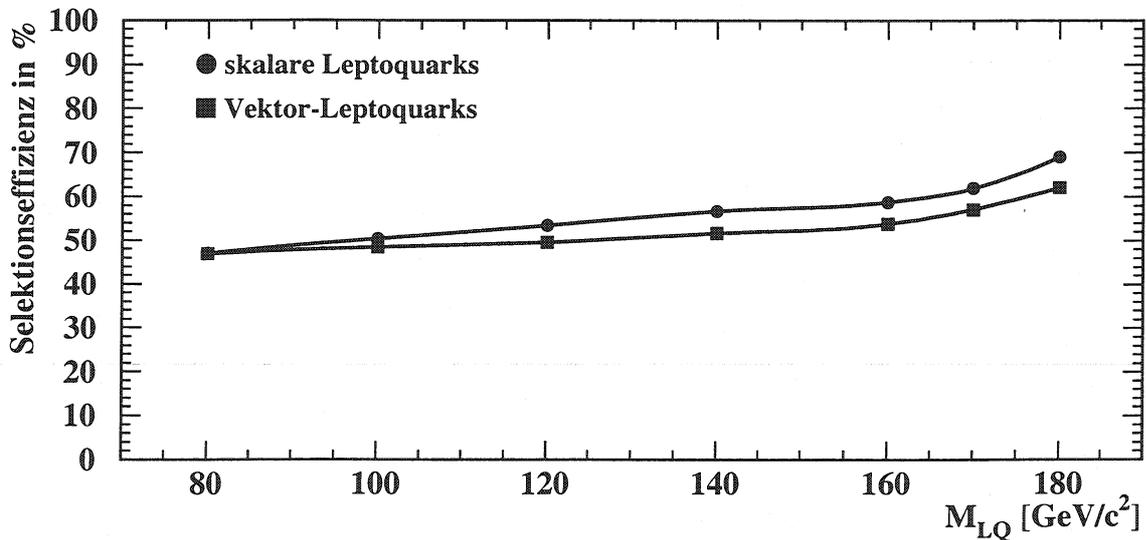


Abbildung 69: Selektionseffizienz nach allen Schnitten im Neutrino-Quark-Zerfallskanal für die jeweils sieben verschiedenen mit ERATO-LQ erzeugten Massen von Skalar- bzw. Vektor-Leptoquarks.

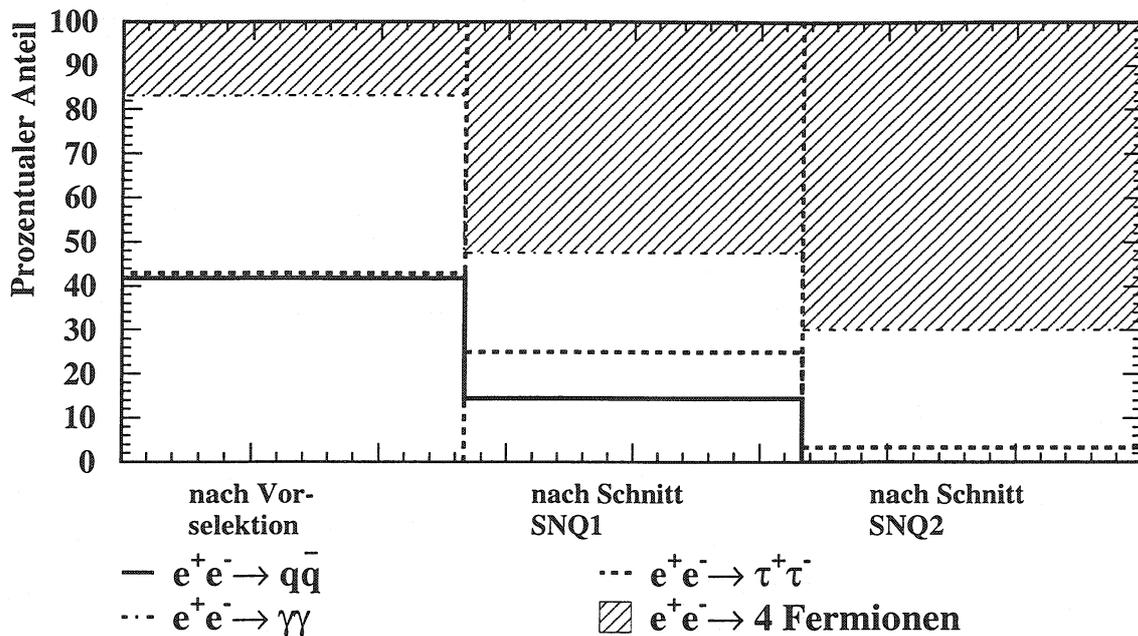


Abbildung 70: Entwicklung der prozentualen Zusammensetzung des vom Standardmodell vorhergesagten Untergrundes im Neutrino-Quark-Kanal.

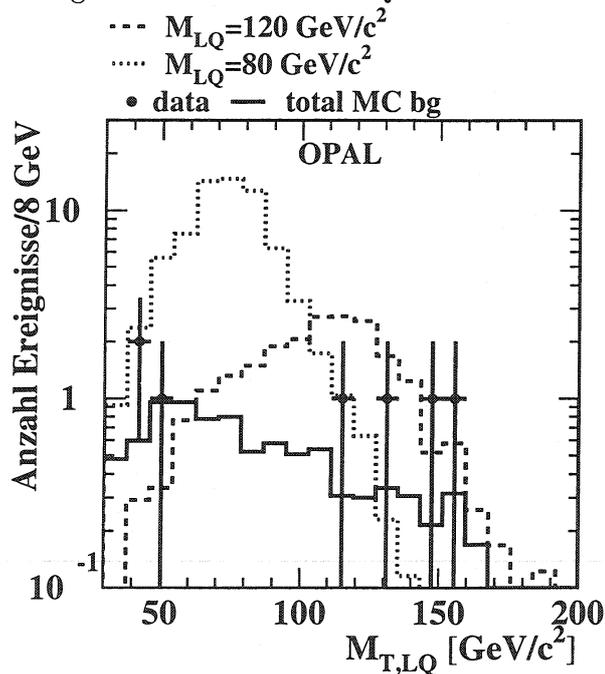


Abbildung 71: Die Massenverteilung für die nach allen Schnitten für den Neutrino-Quark-Zerfallskanal in den aufgezeichneten Daten verbleibenden Kandidaten zusammen mit dem Standardmodell-Untergrund. Ebenfalls dargestellt sind als Beispiel zwei Massenverteilungen für skalare LQ mit Massen von 80 bzw. 120 GeV/c^2 , bei denen zur Normierung die Selektionseffizienz und der Wirkungsquerschnitt berücksichtigt wurden.

process vs. cut	Pre-selection	$E_{\text{jet}}/E_{\text{vis}}$	$ E_{\text{T,jet}} - \cancel{E}_{\text{T}} $
$M_{\text{LQ}}=80$ GeV (scalar)	57.0%	45.4%	41.5%
$M_{\text{LQ}}=120$ GeV (scalar)	62.3%	54.9%	48.3%
$M_{\text{LQ}}=160$ GeV (scalar)	67.7%	65.6%	56.1%
$M_{\text{LQ}}=80$ GeV (vector)	59.0%	43.6%	39.9%
$M_{\text{LQ}}=120$ GeV (vector)	59.2%	50.0%	43.7%
$M_{\text{LQ}}=160$ GeV (vector)	62.2%	60.1%	51.6%
$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$	178.2	2.9	0.0 ± 0.6
$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$	4.6	2.1	0.3 ± 0.1
$e^+e^- \rightarrow 4$ fermions	71.0	10.5	6.3 ± 0.3
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$	172.4	4.6	2.4 ± 1.1
total BG	426.2	20.1	8.9 ± 1.2
data	432	24	7

Tabelle 13: Entwicklung der Signaleffizienzen für je drei verschiedene skalare und vektorielle LQ-Massenzustände nach jedem Selektionsschnitt, beginnend nach der Vorselektion und Zusammensetzung des Standardmodell-Untergrundes bzw. Anzahl der in den aufzeichneten Daten verbleibenden Ereignisse.

zustände nach den jeweiligen Selektionsschnitten, beginnend bei der Vorselektion. Ebenfalls in dieser Tabelle eingetragen ist die Anzahl der Datenereignisse und die Vorhersage des SM.

11 Ergebnisse

11.1 Fehlerbetrachtung

Es wurden folgende Beiträge zum systematischen Fehler auf die Anzahl der erwarteten Signalereignisse untersucht:

1. Bestimmung der Luminosität

Die Luminosität wurde mit Hilfe des Programms **ROCROS** [76] bestimmt. Dieses fragt ab, welchen Status⁸ man für die einzelnen Detektorkomponenten in der Analyse verwendet, berechnet dementsprechend die Luminosität mit Hilfe des SW-Detektors und gibt für die Berechnung den Fehler an. Für die hier beschriebene Analyse wurde folgender Status für die einzelnen Komponenten gefordert: 3 für CJ, ≥ 2 für CV, 3 für CZ, ≥ 2 für EB, 3 für EE, 3 für FD und im Neutrino-Quark-Kanal noch zusätzlich $\text{TE} \geq 2$ wegen des MIP-Plug-Vetos. Für die 1998 bei einer e^+e^- -Schwerpunktenergie

⁸3: OK, 2: teilweise OK, 1: abgeschaltet, 0: unbekannt.

von 189 GeV aufgenommenen Daten ergibt sich eine Luminosität von 164.66 pb^{-1} im Elektron-Quark-Kanal und von 158.40 pb^{-1} im Neutrino-Quark-Kanal. Der Fehler beträgt 1% und wird vernachlässigt.

2. Modellabhängigkeit der Leptoquark-Fragmentation

Verschiedene Modelle wirken sich dadurch aus, daß die Anzahl der Teilchen im Endzustand, die durch die Fragmentation entstehen, sich ändert. Zur Untersuchung dieses systematischen Fehlers wurde deshalb der Schnitt auf die Anzahl n_{qj} guter Spuren und nicht-assoziiertes Cluster im hadronischen Jet in den Monte-Carlo-Simulationen um ± 1 verändert, während sie in den Daten gleich belassen wurde. Im Elektron-Quark-Kanal (Neutrino-Quark-Kanal) variiert die Anzahl selektierter Signal-Ereignisse bei skalaren bzw. vektoriellen LQ von 0.5 bis 7% bzw. 0.7 bis 5% (1.1 bis 4.4% bzw. 0.9 bis 2.9%).

3. Parameterabhängigkeit bei der Jet-Rekonstruktion

Hierfür wurde nacheinander der Radius R des Jets von 1 auf 0.7 bzw. die minimale Transversalenergie eines Jets um $\pm 5 \text{ GeV}$ verändert. Die Unterschiede aufgrund der Änderung von R stellten sich als vernachlässigbar heraus. Im Elektron-Quark-Kanal (Neutrino-Quark-Kanal) variiert die Anzahl selektierter Signal-Ereignisse bei skalaren bzw. vektoriellen LQ von 0.1 bis 3.7% bzw. 0.2 bis 4.0% (0.05 bis 1.4% bzw. 0.05 bis 2.9%).

4. Monte Carlo Statistik

Für jeden der jeweils sieben unterschiedlichen skalaren bzw. vektoriellen LQ-Massenzustände (80, 100, 120, 140, 160, 170 und $180 \text{ GeV}/c^2$) wurden Datensätze mit 3000 Ereignissen erzeugt. Dies ergibt einen relativen statistischen Fehler von weniger als 2%.

Darüber hinaus werden von ERATO-LQ bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte Fehler angegeben, die von 2.5% bei kleinen Massen bis etwa 5% bei Massen an der kinematischen Grenze von 189 GeV variieren.

5. Modellabhängigkeit des SM-Untergrundes

Da bei der Berechnung der Grenzen der vom Standardmodell vorhergesagte Untergrund berücksichtigt wird (s. 11.2), wurde auch der systematische Fehler auf die Modellierung des Untergrundes untersucht. Hierfür wurden für die Untergrund-Simulationen alternative Datensätze verwendet, allerdings lediglich für Zwei-Photon- bzw. Vier-Fermion-Ereignisse, da diese nach allen Selektionsschnitten in beiden Zerfallskanälen fast den gesamten Untergrund bilden.

Für den Elektron-Quark-Kanal wurden die mit HERWIG und PHOJET simulierten single- und double-tagged Ereignisse durch einen mit F2GEN [77] erzeugten Datensatz ersetzt. Im Neutrino-Quark-Kanal wurde statt der mit HERWIG simulierten single-tagged und CC DIS Ereignisse ein mit PYTHIA erzeugter Datensatz benutzt. In beiden Kanälen wurden die mit PHOJET simulierten untagged Ereignisse durch solche ersetzt, die mit PYTHIA erzeugt wurden. Für die Vier-Fermion-Prozesse

wurde ein Teil der mit GRC4F simulierten Ereignisse durch mit KORALW erzeugte Datensätze ersetzt. Im Elektron-Quark-Kanal erhält man mit den alternativen Datensätzen für Zwei-Photon- bzw. Vier-Fermion-Ereignisse einen gesamten SM-Untergrund von etwa 22.6 statt 21.9 Ereignissen. In diesem Kanal erhält man also mit den alternativen Datensätzen einen höheren Untergrund. Bei der Bestimmung der Grenzen bedeutet dies, daß mehr Untergrund abgezogen wird und somit die Grenzen höchstens besser werden. In der hier beschriebenen Analyse wird auf konservative Art ein Effekt nur dann berücksichtigt, wenn er die Grenzen schlechter macht. Deshalb wird der systematische Fehler durch die Modellierung des Untergrundes im Elektron-Quark-Kanal vernachlässigt.

Im Neutrino-Quark-Kanal erhält man mit alternativen Datensätzen insgesamt 6.2 statt 6.3 Vier-Fermion- und 1.3 statt 2.4 Zwei-Photon-Ereignisse, d.h. einen geringeren Untergrund, mit dem man eventuell schlechtere Grenzen bekommen könnte. Die Bestimmung der Grenzen wurde für einen skalaren Zustand mit $\beta = 0$, bei dem die Wirkung dieses alternativen Datensatzes am größten ist, durchgeführt. Die bestimmte Grenze ändert sich um lediglich etwa 1%. Daher wird auch im Neutrino-Quark-Kanal die Unsicherheit durch die Modellierung des SM-Untergrundes vernachlässigt.

Die nicht vernachlässigbaren systematischen Fehler werden quadratisch addiert und gemäß dem Verfahren von **Cousins und Highland** [78] bei der Bestimmung der Grenzen unter Berücksichtigung der Anzahl Kandidaten und des gewählten Vertrauensniveaus (**confidence level CL**) mit einbezogen. Dieses Verfahren verwendet Elemente der klassischen Bayes'schen Statistik, da eine rein klassische Rechnung auch zu Ergebnissen führen kann, bei denen Messungen mit höheren systematischen Unsicherheiten zu besseren Grenzen führt. Dies ist offensichtlich nicht sinnvoll. Für Details über die Herleitung wird auf Ref. [78] verwiesen. Das hier verwendete Ergebnis lautet wie folgt:

$$U_n = U_{n0}(1 + (U_{n0} - n)\sigma_r^2/2)$$

Dabei ist U_{n0} die aus der Anzahl Kandidaten n errechnete Anzahl Ereignisse, die man für das gewünschte CL gemäß Poisson-Statistik erwartet. σ_r ist die relative systematische Meßunsicherheit und U_n die gesuchte Unsicherheit auf U_{n0} .

11.2 Massengrenzen

Da in beiden Zerfallskanälen die Anzahl der in den mit OPAL aufgezeichneten Daten nach allen Selektionsschnitten beobachteten Ereignisse gut mit dem vom Standardmodell vorhergesagten gesamten Untergrund übereinstimmt, gibt es keinen Hinweis auf die Existenz von neuen Teilchen. Daher werden zunächst untere Grenzen auf die Massen der unterschiedlichen skalaren Leptoquarks/Squarks und Vektor-LQ aufgestellt. Hierfür benötigt man folgende Größen:

1. Die Anzahl der erwarteten Signalereignisse nach allen Selektionsschnitten, die unter Verwendung der Selektionseffizienzen und des totalen Wirkungsquerschnittes berechnet werden müssen.

$S_{1/2}$ \hat{V}_0

2. Die bei einem für die hier beschriebene Analyse gewählten CL von 95% mit Poisson-Statistik berechnete Anzahl erwarteter Ereignisse für die in den aufgezeichneten Daten beobachteten Kandidaten.

Wie bereits in Kapitel 4.2 erwähnt, wurden für skalare Leptoquarks/Squarks bzw. Vektor-LQ Datensätze für jeweils sieben verschiedene Massen von 80 bis 180 GeV/c² erzeugt. Hierfür wurde für skalare bzw. vektorielle LQ jeweils ein Prozeß in ERATO-LQ gewählt, da die verschiedenen Prozesse im Endzustand dieselben Eigenschaften haben (s. z.B. Kap. 4.2.3). Mit diesen Datensätzen werden die Selektionseffizienzen bestimmt. Sie sind in Tab. 14 für Skalar- und in Tab. 15 für Vektor-LQ aufgelistet. ϵ_{eq} bzw. $\epsilon_{\nu q}$ bezeichnen die Selektionseffizienzen im Elektron-Quark- bzw. Neutrino-Quark-Kanal.

ERATO-LQ berechnet für jeden der jeweils neun verschiedenen Prozesse für Skalar- bzw. Vektor-LQ einen Wirkungsquerschnitt, der wie erwartet für gewisse Prozesse identisch ist, weil diese sowohl die gleiche Ladung, als auch die gleiche Kopplung besitzen. Auch die Wirkungsquerschnitte sind in Tab. 14 und 15 aufgelistet. Bei der Berechnung wurde für die Kopplungskonstante λ der Wert $\lambda = \sqrt{4\pi\alpha_{em}}$ verwendet. In den Tabellen bezeichnet σ_{si} (σ_{vi}) den Wirkungsquerschnitt des i-ten Prozesses für skalare (vektorielle) Leptoquarks. Man erkennt, daß

$$\begin{aligned}\sigma_{s1} &= \sigma_{s2} = \sigma_{s5} \text{ (Ladung } -1/3) \\ \sigma_{s4} &= 2\sigma_{s3} \text{ (Ladung } -4/3) \\ \sigma_{s6} &= \sigma_{s7} \text{ (Ladung } -5/3) \\ \sigma_{s8} &= \sigma_{s9} \text{ (Ladung } -2/3)\end{aligned}$$

Der Faktor zwei kommt daher, daß es für die Ladung -4/3 zwei Zustände gibt, von denen einer eine Kopplung mit Faktor $\sqrt{2}$ besitzt. Dieser Fall tritt für Vektor-LQ bei Zuständen mit Ladungen 2/3 und 5/3 auf:

$$\begin{aligned}\sigma_{v3} &= \sigma_{v4} \text{ (Ladung } -1/3) \\ \sigma_{v1} &= \sigma_{v2} \text{ (Ladung } -4/3) \\ \sigma_{v8} &= 2\sigma_{v7} \text{ (Ladung } -5/3) \\ \sigma_{v9} &= \sigma_{v5} \text{ (Ladung } -2/3) \\ \sigma_{v6} &= 2\sigma_{v5} \text{ (Ladung } -2/3)\end{aligned}$$

Um die in der hier beschriebenen Analyse erzielten Ergebnisse mit denen anderer Experimente (z.B. H1) vergleichen zu können, müssen nun diese Wirkungsquerschnitte für die verschiedenen von ERATO-LQ simulierten Zustände, die die Namen der in der BRW-Lagrange-Dichte verwendeten Felder tragen, den einzelnen LQ-Zuständen zugeordnet werden, die einer alternativen Nomenklatur angehören. Diese Nomenklatur stammt ebenfalls von Buchmüller, Rückl und Wyler und wird z.B. auch von der D0-Kollaboration verwendet. Die Zuordnung der verschiedenen Zustände ist in der Tab. 16 für skalare LQ und in der Tab. 17 für Vektor-LQ zusammengefaßt.

Weiterhin braucht man zur Berechnung der Massengrenzen die mit einem CL von 95% berechnete Anzahl Ereignisse bei gegebener Anzahl Kandidaten in den aufgezeichneten

Skalare Leptoquarks/Squarks							
M [GeV/ c^2]	80	100	120	140	160	170	180
ε_{eq} [%]	30.4	39.7	46.8	49.1	53.6	50.9	38.7
$\varepsilon_{\nu\text{q}}$ [%]	41.5	44.8	48.3	52.2	56.1	60.1	68.0
σ_{s1} [pb] Prozeß 1	2.32	1.21	0.65	0.34	0.16	0.09	0.02
σ_{s2} [pb] Prozeß 2	2.32	1.21	0.65	0.34	0.16	0.09	0.02
σ_{s3} [pb] Prozeß 3	0.89	0.44	0.22	0.11	0.05	0.02	0.01
σ_{s4} [pb] Prozeß 4	1.78	0.88	0.44	0.21	0.09	0.05	0.02
σ_{s5} [pb] Prozeß 5	2.32	1.21	0.65	0.34	0.16	0.09	0.02
σ_{s6} [pb] Prozeß 6	3.05	1.51	0.78	0.40	0.17	0.09	0.03
σ_{s7} [pb] Prozeß 7	3.05	1.51	0.78	0.40	0.17	0.09	0.03
σ_{s8} [pb] Prozeß 8	0.56	0.28	0.15	0.08	0.04	0.02	0.01
σ_{s9} [pb] Prozeß 9	0.56	0.28	0.15	0.08	0.04	0.02	0.01

Tabelle 14: Selektionseffizienzen und mit ERATO-LQ für $\lambda = \sqrt{4\pi\alpha_{\text{em}}}$ berechnete totale Wirkungsquerschnitte für die sieben bei e^+e^- -Schwerpunktenergien von 189 GeV erzeugten skalaren LQ-Massenzustände.

Vektor-Leptoquarks							
M [GeV/ c^2]	80	100	120	140	160	170	180
ε_{eq} [%]	13.3	22.1	30.6	38.7	44.1	43.0	33.6
$\varepsilon_{\nu\text{q}}$ [%]	39.9	40.9	43.7	66.9	51.6	55.4	61.6
σ_{v1} [pb] Prozeß 1	2.27	0.94	0.45	0.21	0.09	0.05	0.02
σ_{v2} [pb] Prozeß 2	2.27	0.94	0.45	0.21	0.09	0.05	0.02
σ_{v3} [pb] Prozeß 3	5.59	2.79	1.46	0.75	0.33	0.18	0.07
σ_{v4} [pb] Prozeß 4	5.59	2.79	1.46	0.75	0.33	0.18	0.07
σ_{v5} [pb] Prozeß 5	0.70	0.35	0.18	0.09	0.04	0.02	0.01
σ_{v6} [pb] Prozeß 6	1.39	0.68	0.36	0.18	0.08	0.04	0.02
σ_{v7} [pb] Prozeß 7	7.19	3.34	1.65	0.81	0.35	0.19	0.07
σ_{v8} [pb] Prozeß 8	14.47	6.73	3.28	1.61	0.71	0.37	0.13
σ_{v9} [pb] Prozeß 9	0.70	0.35	0.18	0.09	0.04	0.02	0.01

Tabelle 15: Selektionseffizienzen und mit ERATO-LQ für $\lambda = \sqrt{4\pi\alpha_{\text{em}}}$ berechnete totale Wirkungsquerschnitte für die sieben bei e^+e^- -Schwerpunktenergien von 189 GeV erzeugten Vektor-LQ-Massenzustände.

1.0807
0.2875

Skalare Leptoquarks/Squarks					
Zustand	Ladung	Zerfall	β	Kopplung	Wirkungsquerschnitt
S_0, \tilde{d}_R	$-1/3$	$e_L u, \nu_L d$	0.5	$g_L, -g_L$	σ_{s2}
S_0	$-1/3$	$e_R u$	1	g_R	σ_{s2}
S_1	$-1/3$	$e_L u, \nu_L d$	0.5	$-g_L, -g_L$	σ_{s2}
$\tilde{S}_{1/2}, \tilde{d}_L$	$+1/3$	$\nu_L \bar{d}$	0	g_L	σ_{s2}
$S_{1/2}$	$-5/3$	$e_L \bar{u}, e_R \bar{u}$	1	g_L, g_R	σ_{s6}
\tilde{S}_0	$-4/3$	$e_R d$	1	g_R	σ_{s3}
S_1	$-4/3$	$e_L d$	1	$-\sqrt{2}g_L$	σ_{s4}
$S_{1/2}$	$-2/3$	$e_R \bar{d} (\nu_L \bar{u})$	1 (0)	$-g_R (g_L)$	σ_{s8}
$\tilde{S}_{1/2}, \tilde{u}_L$	$-2/3$	$e_L \bar{d}$	1	g_L	σ_{s8}
S_1	$+2/3$	$\nu_L u$	0	$\sqrt{2}g_L$	$2\sigma_{s8}$

Tabelle 16: Die im Buchmüller-Rückl-Wyler Modell existierenden skalaren LQ-Zustände mit elektromagnetischer Ladung, Verzweigungsverhältnis β , Kopplung ($\lambda = g^2$) und den mit ERATO-LQ berechneten Wirkungsquerschnitten, die ihnen zugeordnet wurden.

Vektor-Leptoquarks					
Zustand	Ladung	Zerfall	β	Kopplung	Wirkungsquerschnitt
$V_{1/2}$	$-1/3$	$e_R u (\nu_L d)$	1 (0)	$g_R (g_L)$	σ_{v3}
$\tilde{V}_{1/2}$	$-1/3$	$e_L u$	1	g_L	σ_{v3}
V_1	$+1/3$	$\nu_L \bar{d}$	0	$\sqrt{2}g_L$	$2\sigma_{v3}$
\tilde{V}_0	$-5/3$	$e_R \bar{u}$	1	g_R	σ_{v7}
V_1	$-5/3$	$e_L \bar{u}$	1	$\sqrt{2}g_L$	σ_{v8}
$V_{1/2}$	$-4/3$	$e_R d (e_L d)$	1 (1)	$g_R (g_L)$	σ_{v1}
$V_0 (V_1)$	$-2/3$	$e_L \bar{d}, \nu_L \bar{u}$	0.5	$(-)g_L, g_L$	σ_{v6}
V_0	$-2/3$	$e_R \bar{d}$	1	g_R	σ_{v6}
$\tilde{V}_{1/2}$	$+2/3$	$\nu_L u$	0	g_L	σ_{v6}

Tabelle 17: Die im Buchmüller-Rückl-Wyler Modell existierenden Vektor-LQ-Zustände mit elektromagnetischer Ladung, Verzweigungsverhältnis β , Kopplung ($\lambda = g^2$) und den mit ERATO-LQ berechneten Wirkungsquerschnitten, die ihnen zugeordnet wurden.

Daten nach allen Schnitten. Hierfür wurde das in [79] beschriebene Programm von P. Bock verwendet. Es berücksichtigt nicht nur die Anzahl Kandidaten und deren Massenverteilung, sondern auch die Anzahl Kanäle, die Verzweigungsverhältnisse, die Massenverteilung des SM-Untergrundes und die Auflösung der Massenverteilungen des Signals. Für letzteres wurden in jedem Kanal je sieben Verteilungen entsprechend der mit ERATO-LQ simulierten verschiedenen skalaren bzw. vektoriellen LQ-Massenzustände verwendet. In Abb. 72 ist ein Beispiel für eine Auflösungsverteilung zu sehen: Es handelt sich um ein Vektor-LQ im Elektron-Quark-Zerfallskanal, das bei einer Masse von $160 \text{ GeV}/c^2$ generiert wurde. In der Abbildung ist eine Gauß-Funktion zu sehen, die an die Massenverteilung angepaßt wurde. Man erhält einen Mittelwert von etwa $167 \text{ GeV}/c^2$ und eine Standardabweichung von etwa $13 \text{ GeV}/c^2$. Im Neutrino-Quark-Zerfallskanal ist die Auflösung nicht gaußisch. Das Programm von P. Bock benötigt die Anzahl Ereignisse in jedem einzelnen Bin der Massenverteilungen für Signal und SM-Untergrund. Für Leptoquark-Zustände mit $\beta \in (0,1)$ berücksichtigt es die Untergrund-Verteilungen und die Auflösungen des LQ-Signals von beiden Kanälen.

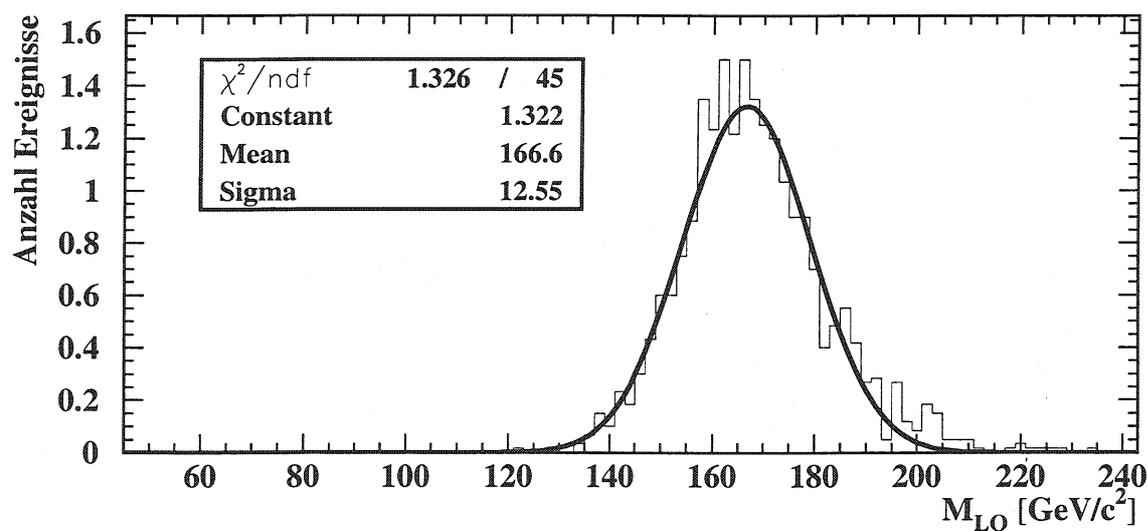


Abbildung 72: Beispiel für eine Massenverteilung wie sie im Programm zur Berechnung des CL angewendet wird. Es handelt sich um ein Vektor-LQ im Elektron-Quark-Zerfallskanal, das bei einer Masse von $160 \text{ GeV}/c^2$ erzeugt wurde. An die Verteilung wurde eine Gauß-Funktion angepaßt.

Zur Berechnung der Massengrenzen wurden drei Werte für β (0, 1, und 0.5) verwendet. An die jeweils sieben Punkte, die man aus den simulierten Datensätzen für die Anzahl der erwarteten Signalereignisse bei unterschiedlichen Massen erhält, wird eine Funktion angepaßt. Die Funktionen unterscheiden sich aufgrund von β , von der Selektionseffizienz, d.h. vom Kanal und dem Spin des LQ, und aufgrund des Wirkungsquerschnittes.

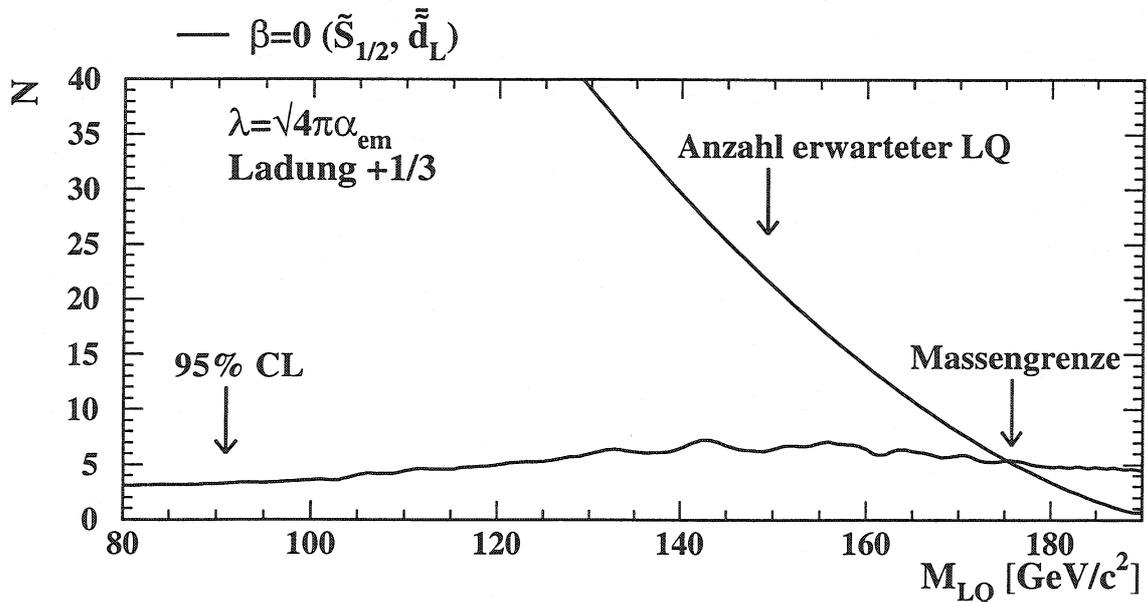


Abbildung 73: Zur Erläuterung der Bestimmung der Massengrenzen am Beispiel der Zustände $\tilde{S}_{1/2}$ bzw. \tilde{d}_L mit Ladung $+1/3$: Die Massengrenze ist der Schnittpunkt zwischen der Anzahl der erwarteten Signalereignisse und der mit einem CL von 95% errechneten Anzahl Ereignisse.

Die Massengrenze für einen gegebenen LQ-Zustand ist der Schnittpunkt zwischen dieser Funktion und der mit dem Programm von P. Bock berechneten Anzahl Ereignisse bei einem CL von 95%, in der auch die systematische Unsicherheit der Messung (vgl. vorheriges Kapitel) mit einbezogen wurde. Abb. 73 zeigt eine Darstellung, mit der die Massengrenze für den skalaren LQ-Zustand $\tilde{S}_{1/2}$ bzw. den Squark-Zustand \tilde{d}_L (Ladung $+1/3$) bestimmt wurde. Man erhält eine Massengrenze von $176 \text{ GeV}/c^2$.

Auf diese Weise wurden auch für alle anderen skalaren LQ/Squarks und Vektor-Leptoquarks die Massengrenzen bestimmt. Die zugehörigen Darstellungen sind in den Abb. 74 bis 77 zu sehen. Es wurden die in den Tab. 18 und 19 zusammengefaßten Massengrenzen bestimmt. Ganz allgemein kommen die stärksten Grenzen von denjenigen Zuständen, bei denen β den Wert null hat, da es im Neutrino-Quark-Kanal bedeutend weniger Kandidaten gibt und zudem die Selektionseffizienz höher ist. Man erhält sowohl bei den skalaren LQ als auch bei den Vektor-LQ für die Ladung $+1/3$ die beste Grenze von 175 bzw. $188 \text{ GeV}/c^2$. Somit hat man für den Zustand $V_1 (+1/3)$ fast die kinematische Grenze erreicht. Die schwächsten Grenzen erhält man für Zustände mit Ladung $-2/3$ ($121 \text{ GeV}/c^2$ für skalare LQ bzw. $149 \text{ GeV}/c^2$ für Vektor-LQ), da diese den niedrigsten Wirkungsquerschnitt haben. Bei gleicher Ladung, aber mit einem Faktor $\sqrt{2}$ Unterschied in den Kopplungen, erhält man für verschiedene Zustände (z.B. $-4/3$ bei den skalaren LQ) eine Differenz von $7 \text{ GeV}/c^2$ in den Massengrenzen.

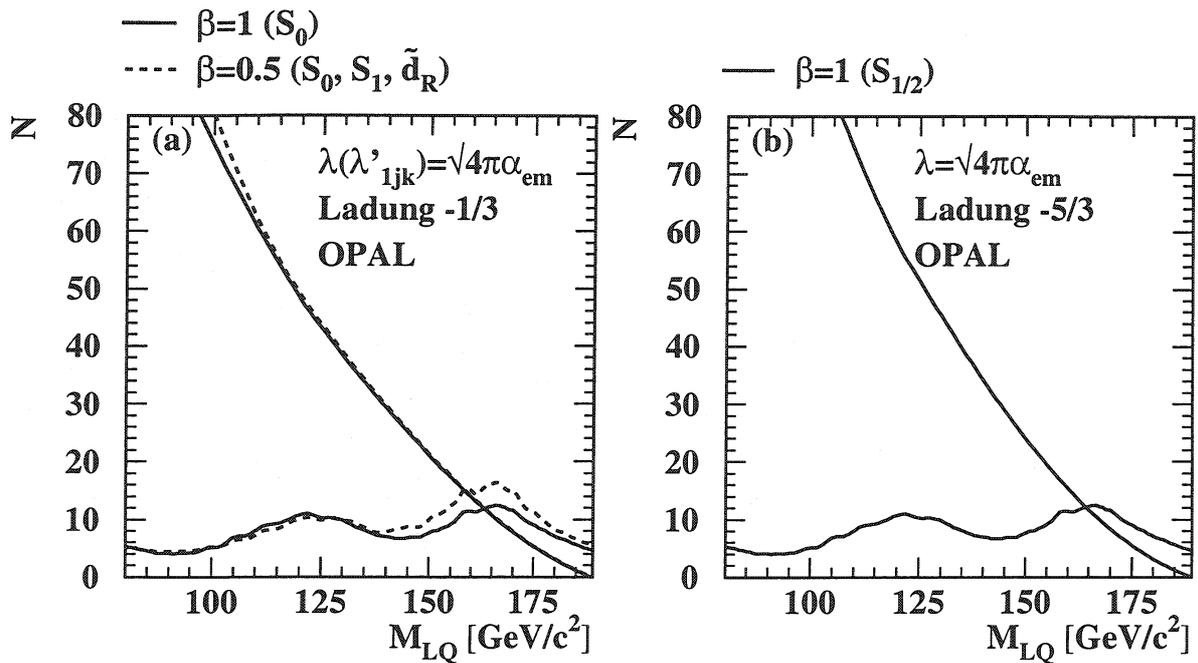


Abbildung 74: Graphische Darstellungen zur Ermittlung der Massengrenzen für skalare Leptoquarks mit (a) Ladung $-1/3$ und (b) Ladung $-5/3$. In (a) erhält man bei $\beta=0.5$ auch eine Massengrenze für den Squark-Zustand \tilde{d}_R , deshalb wird auch die Squark-Kopplung λ' mit angegeben.

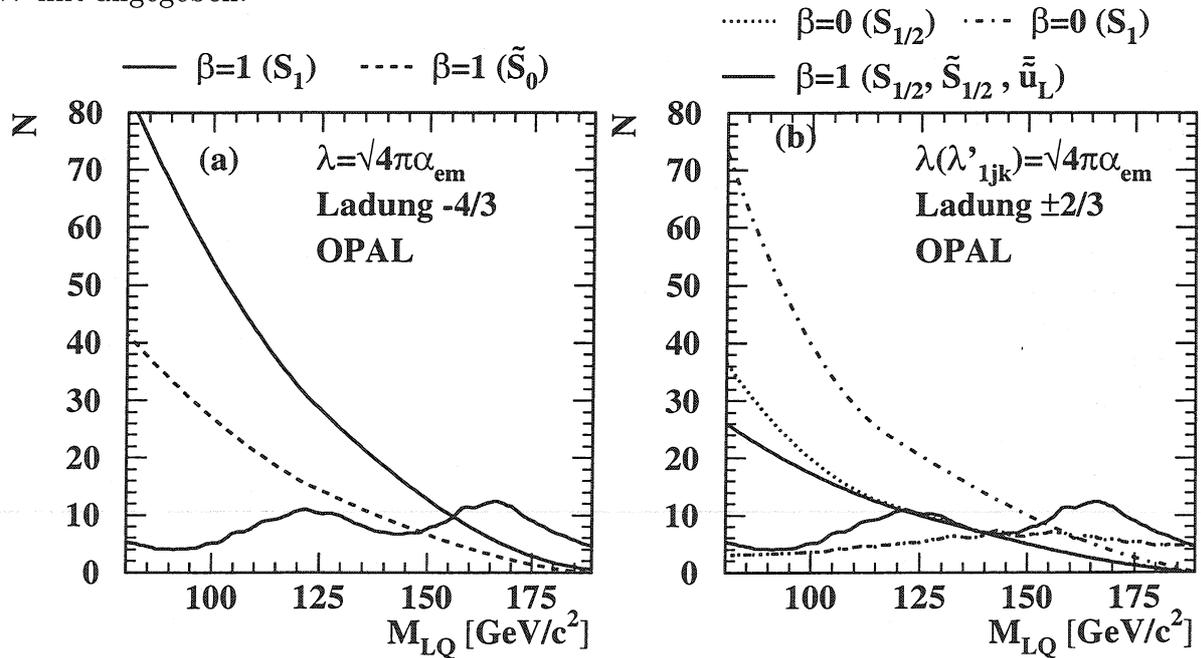


Abbildung 75: Graphische Darstellungen zur Ermittlung der Massengrenzen für skalare Leptoquarks mit (a) Ladung $-4/3$ und (b) Ladung $\pm 2/3$. In (b) erhält man bei $\beta=1$ auch eine Massengrenze für den Squark-Zustand \tilde{u}_L , deshalb wird auch die Squark-Kopplung λ' mit angegeben.

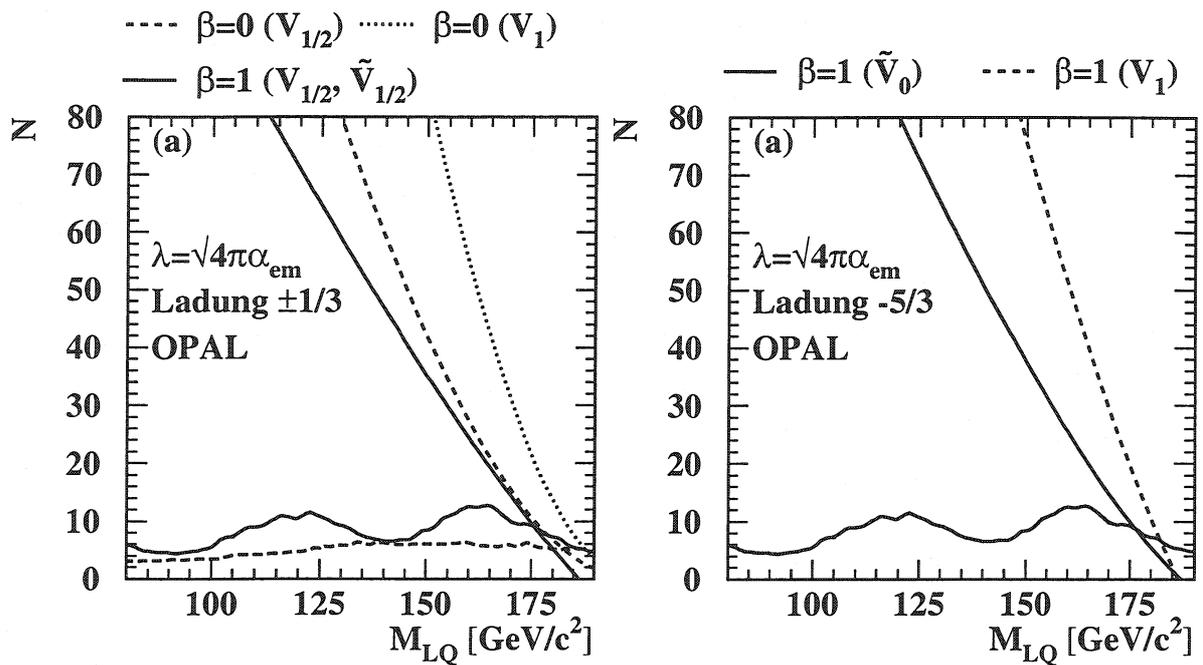


Abbildung 76: Graphische Darstellungen zur Ermittlung der Massengrenzen für Vektor-Leptoquarks mit (a) Ladung $\pm 1/3$ und (b) Ladung $-5/3$.

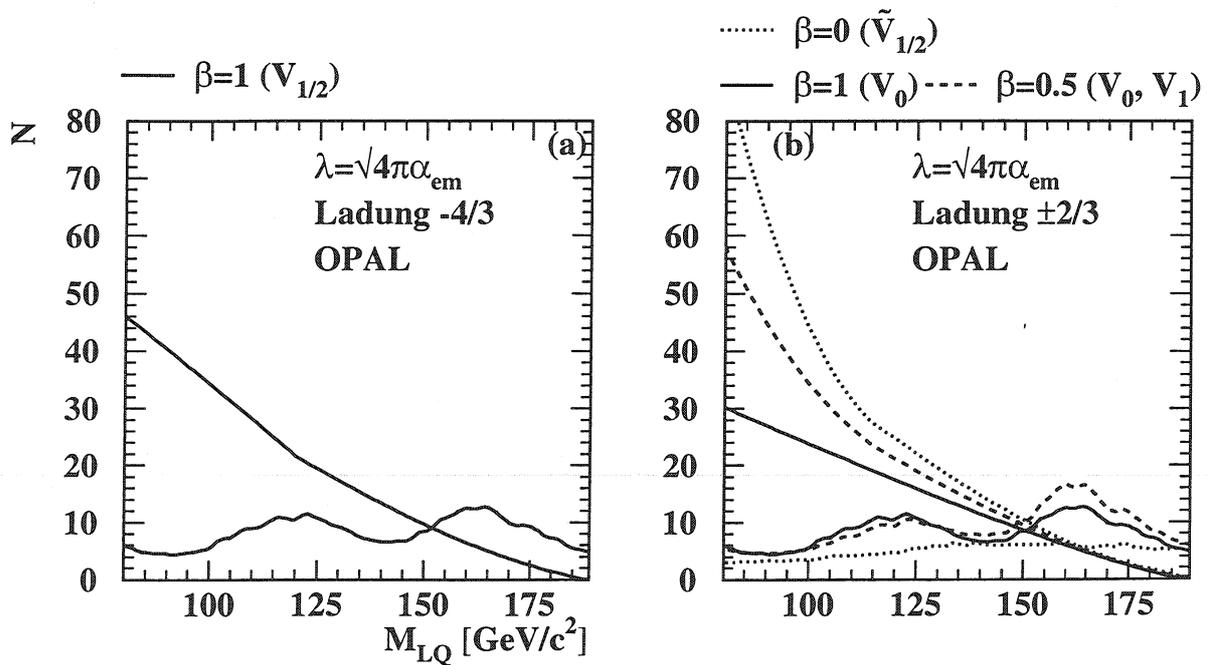


Abbildung 77: Graphische Darstellungen zur Ermittlung der Massengrenzen für Vektor-Leptoquarks mit (a) Ladung $-4/3$ und (b) Ladung $\pm 2/3$.

Skalare Leptoquarks/Squarks				
Zustand	Ladung	Zerfall	β	Massengrenze [GeV/c ²]
S_0, S_1, \tilde{d}_R	-1/3	$e_L u, \nu_L d$	0.5	158
S_0	-1/3	$e_R u$	1	163
$\tilde{S}_{1/2}, \tilde{d}_L$	+1/3	$\nu_L \bar{d}$	0	175
$S_{1/2}$	-5/3	$e_L \bar{u}, e_R \bar{u}$	1	164
\tilde{S}_0	-4/3	$e_R d$	1	149
S_1	-4/3	$e_L d$	1	156
$S_{1/2}$	-2/3	$e_R \bar{d} (\nu_L \bar{u})$	1 (0)	121 (141)
$\tilde{S}_{1/2}, \tilde{u}_L$	-2/3	$e_L \bar{d}$	1	121
S_1	+2/3	$\nu_L u$	0	162

Tabelle 18: Skalare Leptoquarks und Squarks zusammen mit ihrer elektromagnetischen Ladung, den möglichen Zerfallskanälen, dem Verzweigungsverhältnis β und den ermittelten Massengrenzen.

Vektor-Leptoquarks				
Zustand	Ladung	Zerfall	β	Massengrenze [GeV/c ²]
$V_{1/2}$	-1/3	$e_R u (\nu_L d)$	1 (0)	176 (182)
$\tilde{V}_{1/2}$	-1/3	$e_L u$	1	176
V_1	+1/3	$\nu_L \bar{d}$	0	188
\tilde{V}_0	-5/3	$e_R \bar{u}$	1	177
V_1	-5/3	$e_L \bar{u}$	1	182
$V_{1/2}$	-4/3	$e_R d (e_L d)$	1 (1)	152
$V_0 (V_1)$	-2/3	$e_L \bar{d}, \nu_L \bar{u}$	0.5	149
V_0	-2/3	$e_R \bar{d}$	1	151
$\tilde{V}_{1/2}$	+2/3	$\nu_L u$	0	163

Tabelle 19: Vektor-Leptoquarks zusammen mit ihrer elektromagnetischen Ladung, den möglichen Zerfallskanälen, dem Verzweigungsverhältnis β und den ermittelten Massengrenzen.

11.3 Grenzen auf die Kopplungskonstanten

Im Anschluß an die Massengrenzen wurde auch der durch die durchgeführte Analyse für die verschiedenen Zustände ausgeschlossene Bereich in der λ - M_{LQ} -Ebene (bzw. λ' - M_{LQ} -Ebene für die Squarks) bestimmt. Dies ist äquivalent dazu, Grenzen auf die Wirkungsquerschnitte zu setzen. Es wurde ebenfalls ein CL von 95% gewählt. Die ausgeschlossenen Bereiche sind in Abb. 78 bis 81 dargestellt. Diejenigen Zustände mit den höchsten Massengrenzen, also mit hohem Wirkungsquerschnitt, hoher Effizienz und wenigen Kandidaten in den Daten, schließen auch die größeren Bereiche aus.

11.4 Verzweigungsverhältnis β gegen Masse für Squarks

Sind die Leptoquarks die einzigen in Erweiterungstheorien eingeführten neuen Teilchen, so koppeln sie nur an SM-Teilchen und das Verzweigungsverhältnis β für den Elektron-Quark-Zerfallskanal ist auf die Werte 0, 0.5 und 1 beschränkt. Verzichtet man jedoch auf diese Forderung, so kann β alle Werte von 0 bis 1 annehmen (Dies ist für Squarks immer gewährleistet). Man kann dann z.B. für den Zustand S_0 (bzw. \bar{d}_R) mit Ladung $-1/3$ (oder $\tilde{S}_{1/2}$ bzw. $\bar{\tilde{d}}_L$ mit Ladung $+1/3$) die Massengrenzen für jedes beliebige $\beta \in [0,1]$ berechnen. Hierfür muß man für jeden β -Wert die einem CL von 95% entsprechende Anzahl Ereignisse neu berechnen, ebenso wie die Anzahl erwarteter Signalereignisse. Anschließend wird wie in Kap. 11.2 erläutert wieder der Schnittpunkt zwischen diesen beiden Kurven berechnet. Dies wurde lediglich für die skalaren Zustände mit Ladung $\pm 1/3$ durchgeführt, nicht für die Zustände $\tilde{S}_{1/2}$ bzw. $\bar{\tilde{u}}_L$, da die Wirkungsquerschnitte für die Ladung $-2/3$ kleiner sind und somit schwächere Grenzen liefern. Es wurden insgesamt 14 weitere Massengrenzen bestimmt. Sie sind in Tab. 20 zusammen mit den entsprechenden β -Werten aufgelistet. Für kleine Werte von β dominiert der Zerfall in ein Neutrino und ein Quark: höhere Selektionseffizienzen bei einer geringeren Anzahl Kandidaten liefern bessere Grenzen. Die schwächste Massengrenze wird in $\beta = 0.5$ ($158 \text{ GeV}/c^2$) erreicht. Dies spiegelt das Verhalten der mit einem CL von 95% berechneten Anzahl Ereignisse wieder: Sie nimmt ständig zu, bis sie für $\beta = 0.5$ ein Maximum erreicht und zu $\beta = 1$ hin wieder abnimmt.

Mit Hilfe der für verschiedene Werte von β ermittelten Massengrenzen kann man die Ergebnisse für Zustände mit Ladung $\pm 1/3$ in der β - M_{LQ} -Ebene mit denen des D0-Experimentes aus [80] vergleichen. Dies ist in Abb. 82 zu sehen: Der schraffierte Bereich zeigt das mit einem 95% CL von D0 ausgeschlossene Gebiet. Der von OPAL ausgeschlossene Bereich liegt links von der durchgezogenen Linie. Das karierte Gebiet bei kleinen β -Werten zeigt den Bereich, in dem OPAL sensitiver ist als D0.

In der vorliegenden Arbeit konnten die bei OPAL aufgestellten LQ-Massengrenzen aus der Paarproduktion stark verbessert werden. Für Vektor-LQ wird für einen Zustand mit einer Massengrenze von $188 \text{ GeV}/c^2$ beinahe die kinematische Grenze in der Produktion einzelner LQ bei einer e^+e^- -Schwerpunktenergie von 189 GeV erreicht. Die Massengrenzen von anderen Kollaborationen (z.B. H1 oder D0) für $\beta=0$ wurden verbessert. Der in der β - M_{LQ} -Ebene bisher beste ausgeschlossene Bereich von der D0-Kollaboration wurde für kleine β -Werte verbessert.

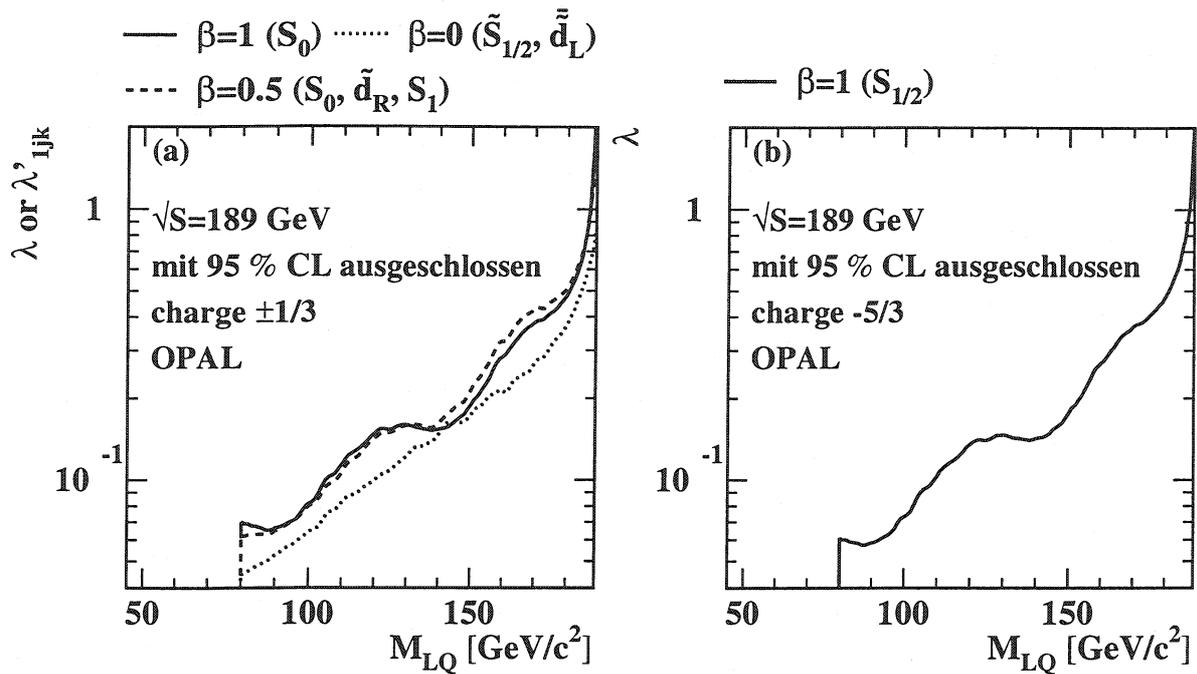


Abbildung 78: Mit einem CL von 95% ausgeschlossener Bereich in der λ - M_{LQ} -Ebene für skalare Leptoquarks mit (a) Ladung $\pm 1/3$ und (b) Ladung $-5/3$. In (a) ist auch der Squark-Zustand \tilde{d}_R möglich, deshalb wird auch die Squark-Kopplung λ' mit angegeben.

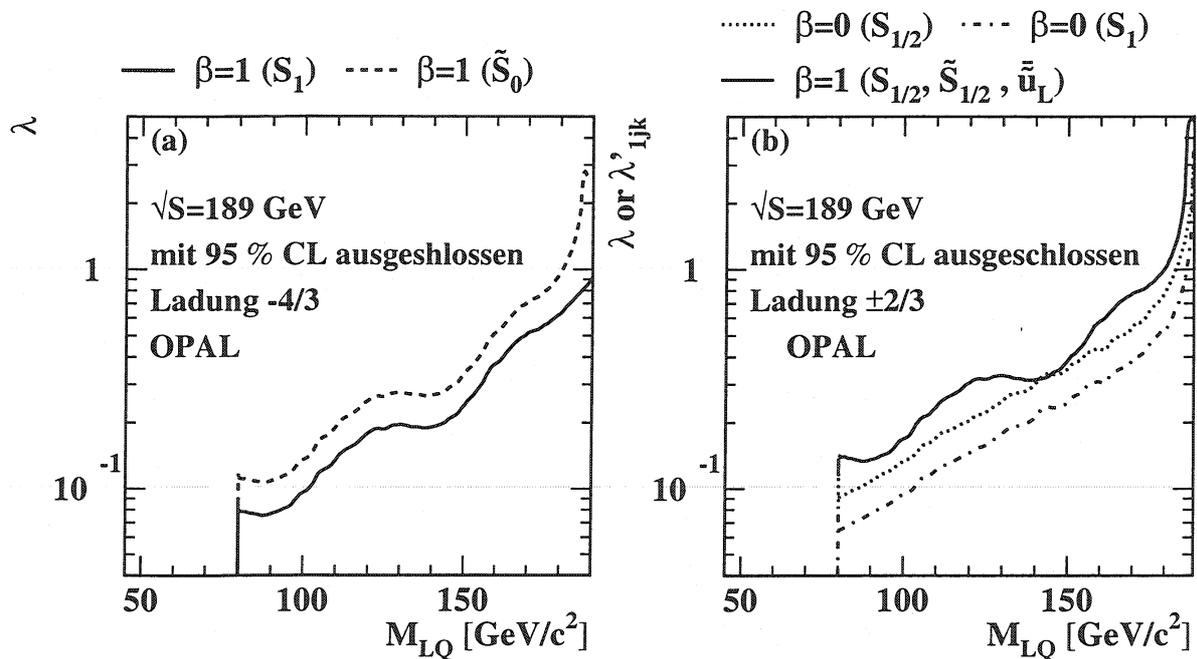


Abbildung 79: Mit einem CL von 95% ausgeschlossener Bereich in der λ - M_{LQ} -Ebene für skalare Leptoquarks mit (a) Ladung $-4/3$ und (b) Ladung $\pm 2/3$. In (b) ist auch der Squark-Zustand \tilde{u}_L möglich, deshalb wird auch die Squark-Kopplung λ' mit angegeben.

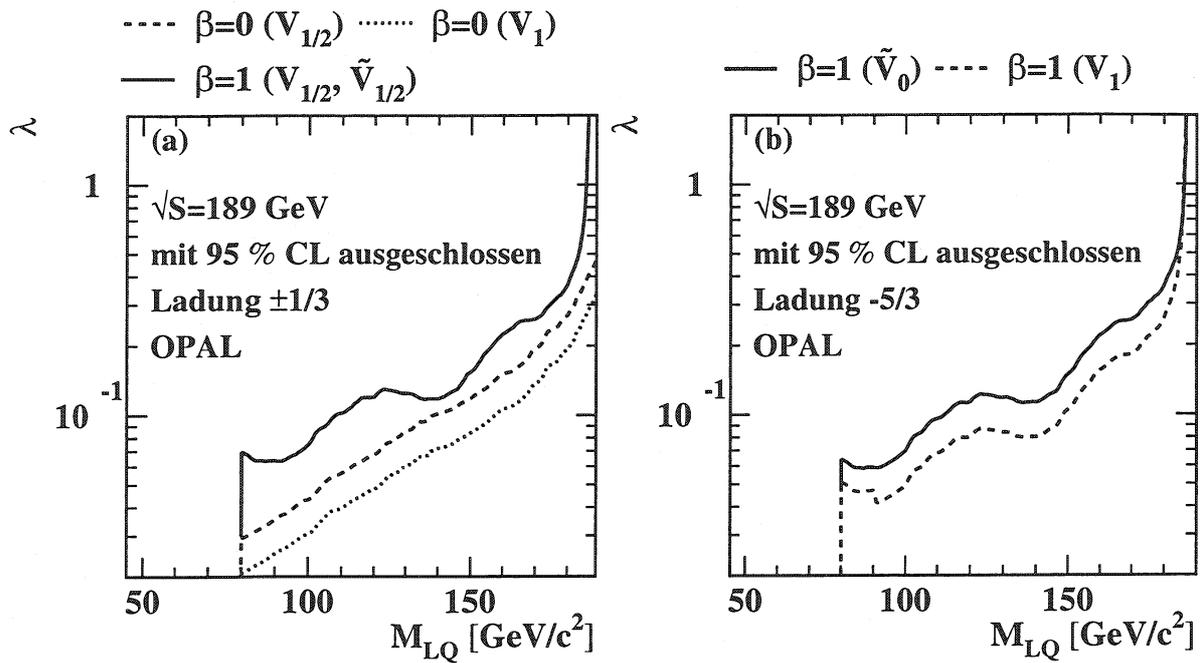


Abbildung 80: Mit einem CL von 95% ausgeschlossener Bereich in der λ - M_{LQ} -Ebene für Vektor-Leptoquarks mit (a) Ladung $\pm 1/3$ und (b) Ladung $-5/3$.

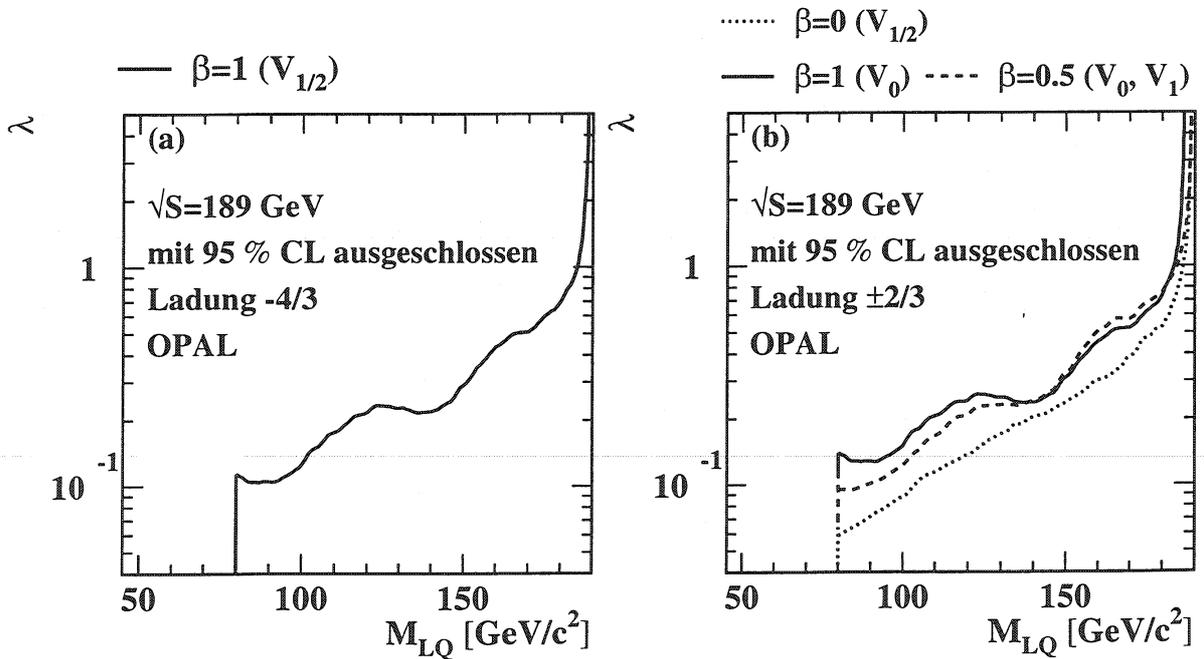


Abbildung 81: Mit einem CL von 95% ausgeschlossener Bereich in der λ - M_{LQ} -Ebene für Vektor-Leptoquarks mit (a) Ladung $-4/3$ und (b) Ladung $\pm 2/3$.

β	Massengrenze [GeV/c^2]
0.01	175.3
0.02	174.9
0.04	174.2
0.06	173.4
0.08	170.6
0.1	169.6
0.15	165.4
0.2	163.6
0.3	162.1
0.4	159.1
0.6	158.6
0.7	159.1
0.8	161.2
0.9	162.0

Tabelle 20: Für die skalaren Zustände mit Ladung $\pm 1/3$ zusätzlich bestimmte Massengrenzen für verschiedene β -Werte.

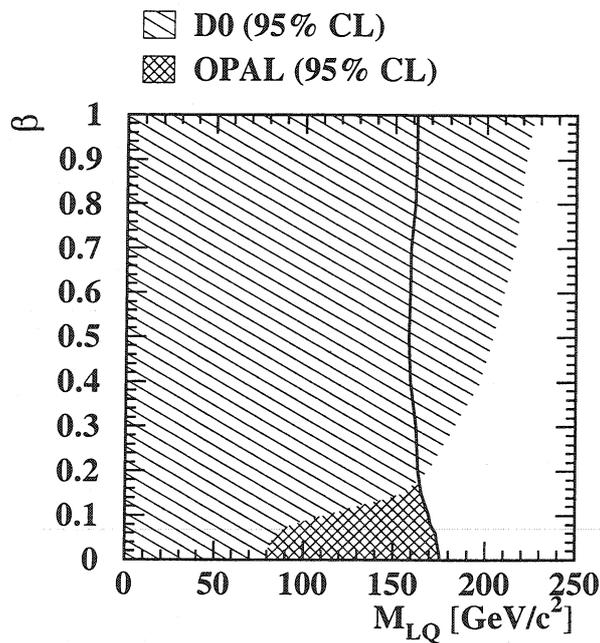


Abbildung 82: Für die skalaren Zustände $\pm 1/3$ ausgeschlossener Bereich in der β - M_{LQ} -Ebene: Der schraffierte Bereich zeigt das mit einem 95% CL von D0 ausgeschlossene Gebiet. Der von OPAL ausgeschlossene Bereich liegt links von der durchgezogenen Linie. Das karierte Gebiet bei kleinen β -Werten zeigt den Bereich, in dem OPAL sensitiver ist als D0.

12 Zusammenfassung

Im Rahmen der hier beschriebenen Analyse wurde mit dem OPAL-Detektor am LEP-Speicherring nach der Produktion von einzelnen Leptoquarks und R-Paritäts-verletzenden Squarks in Elektron-Photon-Streuungen gesucht. Für Vektor-Leptoquarks und Squarks ist es die erste Messung dieser Art bei OPAL. Es wurden die 1998 bei einer e^+e^- -Schwerpunktsenergie von 189 GeV aufgenommenen Daten verwendet.

Leptoquarks (LQ) können in e^+e^- -Speicherringen entweder paarweise bei e^+e^- -Annihilationen in ein Z^0 -Boson bzw. in ein virtuelles Photon γ^* entstehen oder einzeln produziert werden. Bei der Produktion einzelner LQ/Squarks wird zunächst von einem der Strahlteilchen ein Photon abgestrahlt. Dieses kann nicht nur wie ein punktförmiges Teilchen wechselwirken, sondern auch in ein hadronisches Objekt fluktuieren. Ein Quark aus dem Photon wechselwirkt dann mit dem anderen Strahlteilchen. Es entsteht ein Leptoquark. Da in der vorliegenden Analyse das Buchmüller-Rückl-Wyler-(BRW)-Modell als theoretische Grundlage dient, und in diesem Modell diagonale Kopplungen angenommen werden, können bei LEP nur einzelne LQ der ersten Generation untersucht werden.

Gewisse Leptoquarks können von manchen Squark-Zuständen experimentell nicht unterschieden werden (z.B. S_0 und \tilde{d}_R). Die entsprechenden Zustände wurden daher in der vorliegenden Arbeit exakt gleich behandelt. Es wurde nach den beiden Zerfallskanälen der Leptoquarks/Squarks in ein Elektron und ein Quark bzw. in ein Neutrino und ein Quark gesucht.

Sehr wichtig für die Suche nach diesen neuen Teilchen ist ein verlässliches Monte-Carlo-Programm, mit dem das Signal korrekt simuliert werden kann. Bei einer früheren Untersuchung der Produktion einzelner LQ bei OPAL bei geringerer e^+e^- -Schwerpunktsenergie wurde PYTHIA verwendet. Dieser Generator kann aber lediglich skalare Leptoquarks der Ladung $\pm 1/3$ erzeugen.

Ein wichtiger Teil der vorliegenden Arbeit war daher die Prüfung eines weiteren, vollständigeren Monte-Carlo-Programms und dessen Anpassung an die Bedürfnisse der bei OPAL durchgeführten Analyse. Das Programm ERATO-LQ wurde verwendet, welches alle im BRW-Modell existierenden Skalar- und Vektor-LQ erzeugen kann und außerdem den totalen Wirkungsquerschnitt für die verschiedenen Zustände berechnet. Es wurde die Fragmentation des Quarks vom LQ-Zerfall und vom Photonrest eingebaut. Nach der vollständigen Simulation des OPAL-Detektors wurden die Eigenschaften der verschiedenen, mit ERATO-LQ möglichen Prozesse, die den unterschiedlichen LQ-Zuständen entsprechen, getestet und verglichen. Dabei wurde z.B. geprüft, daß die Polarwinkelverteilungen der Zerfallsprodukte des LQ, bei denen man aufgrund des Spins der Zustände Unterschiede zwischen Skalar- und Vektor-LQ erwartet, korrekt simuliert wurden. Bei LQ gleichen Spins konnte man bis auf statistische Schwankungen wie erwartet keine Unterschiede in den Eigenschaften der simulierten Ereignisse feststellen. Schließlich wurde ERATO-LQ mit PYTHIA auf Konsistenz geprüft, insbesondere die Berechnung der Wirkungsquer-

schnitte. Diese erfolgt bei PYTHIA unter Verwendung von Photonstrukturfunktionen, während ERATO-LQ perturbative Rechnungen benutzt. Die Übereinstimmung zwischen den beiden Monte-Carlo-Programmen war zufriedenstellend.

Für die Suche nach einzeln produzierten Leptoquarks/Squarks in den beiden Zerfallskanälen wurden unterschiedliche Selektionen aufgestellt. Diese sollten im Elektron-Quark-Kanal Ereignisse mit einem isolierten Elektron und einem hadronischen Jet bzw. im Neutrino-Quark-Kanal Ereignisse mit einem hadronischen Jet und fehlender Transversalenergie selektieren.

Im Elektron-Quark-Kanal verbleiben nach allen Schnitten 21 Kandidaten in den mit OPAL aufgezeichneten Daten, bei einer Standardmodell-Vorhersage für den Untergrund von 21.9 Ereignissen. Diese sind hauptsächlich aus Vier-Fermion- und Zwei-Photon-Ereignissen zusammengesetzt. Die Selektionseffizienzen für das Signal variieren zwischen etwa 30% bis 55% für skalare und von etwa 13% bis 50% für vektorielle Zustände.

Im Neutrino-Quark-Kanal verbleiben nach allen Schnitten 7 Kandidaten in den Daten, bei einer Standardmodell-Vorhersage für den Untergrund von 8.9 Ereignissen. Diese sind ebenfalls zum größten Teil aus Vier-Fermion- und Zwei-Photon-Ereignissen zusammengesetzt. Die Selektionseffizienzen für das Signal variieren etwa zwischen 40% und 65% für skalare und vektorielle Zustände.

Da es bei keinem der Zerfallskanäle Hinweise auf die Existenz von Leptoquarks oder Squarks gibt, wurden bei einem Vertrauensniveau von 95% Grenzen auf die Massen für die Werte 0, 0.5 und 1 des Verzweigungsverhältnisses β in ein Elektron und ein Quark bestimmt.

Die stärksten Grenzen kommen von denjenigen Zuständen, bei denen β den Wert null hat, da es im Neutrino-Quark-Kanal bedeutend weniger Kandidaten gibt und zudem die Selektionseffizienz höher ist. Man erhält sowohl bei den skalaren LQ als auch bei den Vektor-LQ für die Ladung $+1/3$ die beste Grenze von 175 bzw. 188 GeV/c^2 . Somit hat man für den Zustand $V_1 (+1/3)$ fast die kinematische Grenze erreicht. Die schwächsten Grenzen erhält man für Zustände mit Ladung $-2/3$ (121 GeV/c^2 für skalare LQ bzw. 149 GeV/c^2 für Vektor-LQ), da diese den niedrigsten Wirkungsquerschnitt haben. Für die Yukawa-Kopplungen λ und λ' wurden die in der λ - M_{LQ} -Ebene ebenfalls mit einem CL von 95% ausgeschlossenen Bereiche berechnet.

In Erweiterungstheorien, in denen Leptoquarks nicht die einzigen neu eingeführten Teilchen sind, kann β jeden Wert im Intervall $[0,1]$ annehmen. Für skalare Zustände mit Ladung $\pm 1/3$ wurde der ebenfalls mit einem Vertrauensniveau von 95% ausgeschlossene Bereich in der β - M_{LQ} -Ebene bestimmt.

In der vorliegenden Arbeit konnten die bei OPAL aufgestellten LQ-Massengrenzen aus der Paarproduktion stark verbessert werden. Für Vektor-LQ wird für einen Zustand mit einer Massengrenze von 188 GeV/c^2 beinahe die kinematische Grenze in der Produktion

einzelner LQ bei einer e^+e^- -Schwerpunktsenergie von 189 GeV erreicht. Die Massengrenzen von anderen Kollaborationen (z.B. H1 oder D0) bei $\beta=0$ konnten verbessert werden. Ebenso wurde der in der β - M_{LQ} -Ebene bisher beste ausgeschlossene Bereich von der D0-Kollaboration für kleine β -Werte verbessert.

Literatur

- [1] D.C. Cheng, G.K. O'Neill, *Elementary Particle Physics: An Introduction*, Addison-Wesley Publishing Company;
F. Halzen, A.D. Martin, *Quarks & Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*, John Wiley & Sons.
- [2] S.F. Noaves, *Standard Model: An Introduction*, Januar 2000, hep-ph/0001283.
- [3] M.L. Mangano, *Introduction to QCD*, 1998 European School of High-Energy Physics, St. Andrews, Scotland, 23 Aug - 5 Sep 1998, St. Andrews 1998, High-energy physics* 53-97.
- [4] M. Drees, *An Introduction to Supersymmetry*, hep-ph/9611409, Nov. '96.
- [5] H. Dreiner, *An Introduction to Explicit R-parity Violation*, hep-ph/9707435, Juli '97.
- [6] X. Tata, *What is supersymmetry and how do we find it?*, hep-ph/9706307, Juni '97.
- [7] J. Womersley, *Technicolor: Status and Prospects*, Workshop on Physics Beyond the Standard Model: Beyond the Desert: Accelerator and Nonaccelerator Approaches, Tegernsee, Germany, 8-14 Jun 1997;
Z. Xiao, *Technicolor Leptoquarks and the Excess of NC and CC Events with High- Q^2 at HERA*, hep-ph/9709324, Sep. '97.
- [8] J.L. Rosner, *Explorations of Compositeness*, Workshop on New Strong Dynamics for Run II of the Fermilab Tevatron: Technicolor, Topcolor, New Dynamics at the TeV Scale, Batavia, IL, 30-31 Oct 1998, hep-ph/9812537.
- [9] J.L. Rosner, M. Worah, Phys. Rev. D46 (1992) 1131-1140.
- [10] J.C. Pati, A. Salam, Phys. Rev. D10 (1974) 275-289.
- [11] S. Davidson, D. Bailey, B.A. Campbell, Z. Phys. C61 (1994) 613, hep-ph/9309310.
- [12] H. Georgi, S.L. Glashow, Phys. Rev. Lett. 32 (1974) 438.
- [13] W. Buchmüller, D. Wyler, Phys. Lett. B177 (1986) 377.
- [14] E. Witten, Nucl. Phys. B258 (1985) 75.
- [15] W. Buchmüller, R. Rückl, D. Wyler, Phys. Lett. B191 (1987) 442.
- [16] H. Kolanoski, *Two-Photon Physics at e^+e^- Storage Rings*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York Tokyo.
- [17] T. Sjöstrand, Comp. Phys. Commun. 82 (1994) 74.

- [18] C.F. von Weizsäcker, Z. Phys. 88 (1934) 612;
E.J. Williams, Phys. Rev. 45 (1934) 729;
M. Chen und P. Zerwas, Phys. Rev. D12 (1975) 187.
- [19] M. Glück, E. Reya and A. Vogt, Phys. Rev. D46 (1992) 1973;
M. Glück, E. Reya and A. Vogt, Phys. Rev. D45 (1992) 3986.
- [20] G.A. Schuler and T. Sjöstrand, Z. Phys. C68 (1995) 607.
- [21] C.G. Papadopoulos, Comp. Phys. Comm. 118 (1999) 81.
- [22] C.G. Papadopoulos, Comp. Phys. Comm. 101 (1997) 183.
- [23] D. Bardin et al., *Event generators for WW physics in Physics at LEP2*, ed. G. Altarelli et al., Vol. 2, CERN 96-01 (1996), hep-ph/9709270.
- [24] F.A. Berends, R. Pittau und R. Kleiss, Nucl. Phys. B426 (1994) 344.
- [25] G. Bélanger et al., Phys. Rev. D49 (1994) 3140.
- [26] D. Ward and J. Banks, *A GROPE Primer*.
- [27] E. Lohrmann, *Hochenergiephysik*, Teubner Studienbücher.
- [28] S. Jadach, W. Płaczek, B.F.L. Ward, *Physics at LEP2*, eds. G. Altarelli, T. Sjöstrand and F. Zwirner, CERN 96-01, vol.2 (1996).
- [29] S. Jadach, B.F.L. Ward and Z. Wąs, Comp. Phys. Commun. 79 (1994) 503.
- [30] S. Jadach, J.H. Kühn and Z. Wąs, Comp. Phys. Comm. 64 (1991) 275;
S. Jadach, M. Jezábek, J.H. Kühn and Z. Wąs, Comp. Phys. Comm. 70 (1992) 69.
- [31] R. Engel and J. Ranft, Phys. Rev. D54 (1996) 4244;
R. Engel, Z. Phys. C66 (1995) 203.
- [32] A. Capella, U. Sukhatme, C.I. Tan and J. Tran Than Van: Phys. Rep. 236 (1994) 227.
- [33] G. t'Hooft: Nucl. Phys. B72 (1974) 461;
G. Veneziano: Nucl. Phys. B74 (1974) 365.
- [34] V.N. Gribov: Zh. Eksp. Teor. Fiz. 26 (1968) 414;
V.N. Gribov: Zh. Eksp. Teor. Fiz. 26 (1969) 1306.
- [35] M. Glück, E.Reya, A.Vogt (U. Dortmund), Phys. Rev. D46 (1992) 1973.
- [36] G. Marchesini et al., Comp. Phys. Comm. 67 (1991) 465.
- [37] J.A.M. Vermaseren, Nucl. Phys. B229 (1983) 347.

- [38] J. Fujimoto et al., in *Physics at LEP2*, eds. G. Altarelli, T. Sjöstrand and F. Zwirner, CERN 96-01, Vol. 2 (1996).
- [39] J. Fujimoto, T. Ishikawa, T. Kaneko, K. Kato, S. Kawabata, Y. Kurihara, Y. Shimizu and H. Tanaka, GRACE manual.
- [40] S. Jadach, W. Placzek, M. Skrzypek, B.F.L. Ward and Z. Wąs, *Comp. Phys. Comm.* 119 (1999) 272.
- [41] S. Jadach, W. Placzek, M. Skrzypek, B.F.L. Ward and Z. Wąs, hep-ph/9907436.
- [42] E. Barbiero, *Comp. Phys. Commun.* 79 (1994) 291.
- [43] G. Alexander et al., *Phys. Lett.* B263 (1991) 123.
- [44] G. Abbiendi et al., accepted by *Eur. Phys. J. C*, hep-ex/9908007.
- [45] P. Abreu et al., *Phys. Lett.* B316 (1993) 620;
P. Abreu et al., *Phys. Lett.* B275 (1992) 222.
- [46] B. Adeva et al., *Phys. Lett.* B261 (1991) 169.
- [47] D.M. Norman, Dissertation: *A Search for First Generation Scalar Leptoquarks at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV with the D0 Detector* (1993).
- [48] B. Abbott et al., *Phys. Rev. Lett.* 80 (1998) 2051;
B. Abbott et al., *Phys. Rev. Lett.* 83 (1999) 2896.
- [49] F. Abe et al., *Phys. Rev. Lett.* 79 (1997) 4327;
F. Abe et al., *Phys. Rev. Lett.* 81 (1998) 4806;
F. Abe et al., *Phys. Rev. Lett.* 75 (1995) 1012;
F. Abe et al., *Phys. Rev. Lett.* 82 (1999) 3206.
- [50] C. Grosso-Pilcher et al., *Combined Limits on First Generation Leptoquarks from the CDF and D0 Experiments*, FERMILAB-PUB-98-312-E.
- [51] S. Söldner-Rembold, *Search for Single Leptoquark Production in Electron-Photon Scattering at $\sqrt{s}=161$ and 172 GeV using the OPAL detector*, OPAL PN288 (1997).
- [52] P. Abreu et al., *Phys. Lett.* B446 (1999) 62.
- [53] I. Abt et al., *Nucl. Instr. and Meth.* A386 (1997) 310 - 347 und 348 - 396.
- [54] M. Derrick et al., *The ZEUS Detector*, Status Report 1993.
- [55] C. Adloff et al., *Z. Phys.* C74 (1997) 191.

- [56] R. Rückl, H. Spiesberger, Workshop on *Physics Beyond the Standard Model* in Tegernsee, Germany, 8-14 June 1997: hep-ph/9711352.
T. Matsushita, E. Perez, R. Rückl, J. Phys. G25 (1999) 1418.
- [57] G. Altarelli, Nucl. Phys. Proc. Suppl. 62 (1998) 3.
- [58] C. Adloff et al., *A Search for Leptoquark Bosons and Lepton Flavor Violation in e^+p Collisions at HERA*, submitted to Eur. Phys. J. C, hep-ex/9907002
- [59] G. Abbiendi et al., *Search for R-Parity Violating Decays of Scalar Fermions at LEP*, accepted by Eur. Phys. J. C (1999), OPAL PR275, hep-ex/9904015.
- [60] K. Ackerstaff et al., Eur. Phys. J. C6 (1999) 1.
- [61] P. Abreu et al., CERN-EP-99-049 (1999), submitted to Eur. Phys. J. C.
- [62] R. Barate et al., CERN-EP-99-093 (1999), submitted to Eur. Phys. J. C.
- [63] B. Abbott et al., Phys. Rev. Lett. 83 (1999) 4476;
F. Abe et al., Phys. Rev. Lett. 83 (1999) 2133.
- [64] B. Abbott et al., submitted to Phys. Rev. Lett., FERMILAB-PUB-98-402-E (1999), hep-ex/9902013;
F. Abe et al., Phys. Rev. D56 (1997) 1357.
- [65] H1 Kollaboration, 29. Internationale Hochenergiephysik-Konferenz (ICHEP 98), Vancouver, Kanada, 23.-29.7.1998;
S. Aid et al., Z. Phys. C71 (1996) 211.
- [66] K. Ahmet et al., Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., A305 (1991) 275-319.
- [67] S. Anderson et al., Nucl. Instrum. Methods, A403 (1998) 326;
P.P. Allport et al., Nucl. Instrum. Methods, A346 (1994) 476;
P.P. Allport et al., Nucl. Instrum. Methods, A324 (1993) 24;
O. Biebel et al., Nucl. Instrum. Methods A323 (1992) 169.
- [68] B.E. Anderson et al., IEEE Trans.Nucl.Sci.41:845-852,1994.
- [69] J. Allison et al.,Nucl.Instrum.Meth.A317:47-74,1992.
- [70] Geant Detector Description and Simulation Tool, Cern Program Library Long Writeup W5013, Version 3.21, March 1994.
- [71] ROPE Users' Guide Version 4.10, Februar 1996.
- [72] T. Omori et al., OPAL Technical Note 381, Juli (1996).
- [73] S. Catani et al., Nucl. Phys., B406 (1993) 187.

- [74] K. Ackerstaff et al., *Z. Phys.* C73 (1997) 433.
- [75] J.E. Huth et al., *Proceedings of the 1990 DPF Summer Study on High Energy Physics*, Snowmass, Colorado, edited by E.L. Berger, World Scientific, Singapore (1992) 134.
- [76] C. Grandi, SW Note SW-48, Februar 1994.
- [77] J.J. Ward, Doktorarbeit, University College London UCL (1996), unveröffentlicht.
- [78] R.D. Cousins und V.L. Highland, *Nucl. Inst. and Meth.* A320 (1992) 331.
- [79] P. Bock, *Determination of exclusion limits for particle production using different decay channels with different efficiencies, mass resolutions and backgrounds*, Programmbeschreibung (nicht veröffentlicht).
- [80] D0 Collaboration, B. Abbott et al., *Phys. Rev. Lett.* 80 (1998) 2051.