



Teilchenphysik am e^+e^- -Speicherring LEP

Martin Grünewald, Thomas Hebbeker
Institut für Physik der Humboldt-Universität
Invalidenstr. 110
D-10115 Berlin

Nach einer Betriebsdauer von fünf Jahren des Elektron-Positron-Speicherrings LEP und der vier großen Detektoren ALEPH, DELPHI, L3 und OPAL kann eine positive Zwischenbilanz gezogen werden: Die Eigenschaften des Z-Bosons werden mit bisher unerreichter Genauigkeit bestimmt. Die Messungen ermöglichen Präzisionstests des Standardmodells der elektroschwachen und starken Wechselwirkungen. Obwohl das erwartete sechste Quark (Top) zu schwer ist, um bei LEP direkt erzeugt zu werden, gelang es seine Masse indirekt zu bestimmen. Intensiv wird nach neuen Teilchen gesucht, insbesondere nach dem im Standardmodell geforderten Higgs-Boson. Die Existenz einer vierten Familie von Leptonen und Quarks wird ausgeschlossen.

wird veröffentlicht in den Physikalischen Blättern

1 Einleitung

Der Large Electron Positron Collider LEP am europäischen Zentrum für Teilchenphysik CERN in Genf wurde im August 1989 in Betrieb genommen. Bis Ende 1994 haben vier große Experimente, ALEPH, DELPHI, L3 und OPAL, Daten über e^+e^- -Annihilationen bei Schwerpunktsenergien im Bereich von 91 GeV aufgezeichnet. Diese Energie entspricht der Masse des schweren neutralen Bosons der elektroschwachen Wechselwirkung, dem Z-Boson. Es wird daher resonant, d.h. mit großem Wirkungsquerschnitt, erzeugt. Nach nur $3 \cdot 10^{-25}$ s zerfallen die Z-Teilchen in Fermionpaare (Abb 1):

$$e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow f\bar{f}.$$

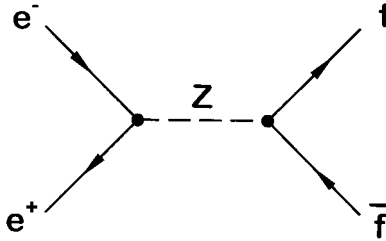


Abbildung 1: Feynmangraph zur Erzeugung und Zerfall des Z-Bosons.

Etwa 12 Millionen Z-Zerfälle wurden insgesamt in den Detektoren nachgewiesen; vor 1989 hatte man lediglich ein paar hundert Z-Teilchen in Proton-Antiproton-Kollisionen beobachtet.

Sowohl der Beschleuniger als auch die Detektoren haben während der ersten fünf Betriebsjahre ausgezeichnet funktioniert¹. Viele Messungen konnten mit deutlich höherer Genauigkeit durchgeführt werden als vorher erwartet worden war. Außerdem haben die Verbesserungen der Detektoren in den letzten drei Jahren sowie neue Analysemethoden viele Resultate ermöglicht, an die 1989 noch nicht zu denken war. Die vier Kollaborationen mit insgesamt etwa 1500 Physikern haben zusammen bisher schon fast 400 Artikel veröffentlicht, die meisten in den Zeitschriften *Physics Letters* und *Zeitschrift für Physik*. Natürlich können hier nur wenige der vielen interessanten LEP-Resultate vorgestellt werden.

Die erste Phase LEP-I mit Schwerpunktsenergien $\sqrt{s} \approx 91$ GeV ist dem Studium der Z-Resonanz vorbehalten und wird 1995 abgeschlossen. 1996 soll die Schwerpunktsenergie verdoppelt werden. Es können dann bei LEP-II Paare der geladenen schwachen Eichbosonen W^+ und W^- erzeugt und deren Eigenschaften gemessen werden.

¹Die Bilanz des ersten Jahres ist zusammengefaßt in [1].

2 Motivation

Das ‘Periodensystem’ der Elementarteilchenphysik besteht aus drei Familien von Fermionen.

$$\begin{array}{l} \text{Leptonen :} \\ \text{Quarks :} \end{array} \quad \begin{array}{ccc} \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix} \\ \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix} \end{array}$$

Die gegenwärtig so erfolgreiche Theorie zur Beschreibung dieser fundamentalen Elementarteilchen und ihrer Wechselwirkung, das Standardmodell, basiert auf dem Prinzip der Eichtheorie. In Eichtheorien werden die Wechselwirkungen von Teilchen durch den Austausch von Eichbosonen beschrieben.

Der Erfolg der Quantenelektrodynamik (QED) führte zur Formulierung der ähnlich konzipierten Eichtheorie der elektroschwachen Wechselwirkung als einheitliche Beschreibung der elektromagnetischen und schwachen Wechselwirkungen. Die neben dem Photon erforderlichen Austauscheteilchen, die massiven Eichbosonen W^+ , W^- und Z , wurden 1983 am CERN entdeckt. Weiterhin ist ein bisher nicht nachgewiesenes neutrales Boson, das Higgs-Teilchen erforderlich, das für die Massen der Bosonen und Fermionen verantwortlich ist. Zur Beschreibung der starken Wechselwirkung wurde die Eichtheorie Quantenchromodynamik (QCD) entwickelt. Hier sind die Austauscheteilchen die an ‘farbige’ Quarks koppelnden masselosen Gluonen. Im Gegensatz zu den Photonen der QED tragen die schweren Eichbosonen der elektroschwachen und die Gluonen der starken Wechselwirkung selbst schwache bzw. starke Ladung, können also miteinander wechselwirken.

Beide Eichtheorien sind sehr erfolgreich in der Beschreibung experimenteller Resultate. Allerdings war bisher die Präzision der experimentellen Tests nicht ausreichend, die vorausgesagten Korrekturen höherer Ordnung zur Bornschen Näherung sowie die Boson selbstwechselwirkung genau zu überprüfen.

Die wichtigsten an LEP gestellten Aufgaben sind daher:

- Präzisionsmessungen der Eigenschaften Masse und Lebensdauer der Bosonen Z und W^\pm
- Genaue Bestimmung der Kopplungskonstanten der Fermionen an diese Bosonen und der Bosonen untereinander
- Tests des Standardmodells der elektroschwachen Wechselwirkung durch Vergleich von Experiment und Theorie mit einer relativen Genauigkeit von besser als 1%
- Messungen der starken Kopplungskonstante und Tests der Quantenchromodynamik
- Suche nach dem Higgs-Boson und anderen neuen Teilchen

Es muß betont werden, daß die hohe Genauigkeit der Tests des Standardmodells nicht möglich ist ohne entsprechende präzise Rechnungen, die Effekte höherer Ordnungen berücksichtigen und sehr aufwendig sind.

3 Der LEP-Beschleuniger

Elektronen und Positronen werden mit einer Energie von 20 GeV gegenläufig in das Vakuumrohr des LEP-Rings von 27 km Umfang eingeschossen. Im unterirdischen LEP-Tunnel werden sie zunächst auf etwa 45 GeV beschleunigt und dann ca. 10 Stunden lang ‘gespeichert’. Die Elektronen und Positronen sind in je 8 nadelförmigen ‘Paketen’ mit insgesamt etwa 10^{12} Teilchen konzentriert. An vier Stellen des Rings treffen die Teilchenpakete aufeinander. Dort sind die vier Detektoren aufgebaut. 100000 mal pro Sekunde durchdringen sich in jedem Detektor ein Elektron- und ein Positronpaket, aber nur etwa einmal pro Sekunde wird dabei ein Z-Boson erzeugt und dessen Zerfallsprodukte registriert.

Um die Z-Masse präzise bestimmen zu können, muß die Strahlenergie mit entsprechender Genauigkeit bekannt sein. Sie wird mit der Methode der ‘resonanten Depolarisation’ mit einer Unsicherheit von nur etwa 1 MeV gemessen. Dazu nutzt man aus, daß die Elektronen durch Synchrotronstrahlung transversal zur LEP-Ebene polarisiert werden. Durch ein magnetisches Wechselfeld wird dann die Polarisation bei einer bestimmten von der Strahlenergie abhängigen Frequenz zerstört. Bei der so erreichbaren hohen Präzision von $2 \cdot 10^{-5}$ ist man sogar empfindlich auf Änderungen des Umfangs des Strahlrohres von Bruchteilen eines Millimeters. Solche kleinen Verschiebungen des Untergrundes treten z.B. durch Gezeitenkräfte oder nach heftigen Regenfällen auf.

4 Die LEP-Detektoren

ALEPH, DELPHI, L3 und OPAL bestehen aus Vertex- und Spurkammern in einem Magnetfeld entlang der Strahlachse sowie Kalorimetern. Die typische Größe beträgt $10 \text{ m} \times 10 \text{ m} \times 10 \text{ m}$ bei einer Masse von einigen 1000 t. Alle Experimente können geladene und neutrale Teilchen nachweisen und deren Flugrichtung und Energie messen. Es gibt jedoch unterschiedliche Spezialisierungen. So kann z.B. der ALEPH-Detektor Impulse geladener Teilchen in einer Zeit-Projektions-Kammer sehr genau messen (Auflösung etwa 1% bei 10 GeV). Das L3-Kalorimeter aus Wismutgermanat-Kristallen erreicht die beste Energieauflösung für Photonen und Elektronen (ca. 1% bei 45 GeV).

Etwa 70% der Z-Bosonen zerfallen in Quarks, 10% in geladene Leptonen und 20% in Neutrinos. Die Neutrinos sind wegen ihrer kleinen Wechselwirkungswahrscheinlichkeit im Detektor nicht sichtbar. Elektronen, Myonen oder τ -Leptonen werden als Paare von Teilchen und Antiteilchen erzeugt, die in entgegengesetzte Richtungen fliegen. Die verschiedenen Sorten der geladenen

Leptonen können leicht voneinander unterschieden werden. Die Quarks können nicht als freie Teilchen beobachtet werden. Man beobachtet stattdessen Jets, enge Bündel von 10-20 Hadronen, die in Richtung der ursprünglichen Quarks fliegen. Ein 2-Jet-Ereignis im OPAL-Detektor zeigt Abb. 2. Die verschiedenen Quarksorten u, d, s, c, b können ohne weiteres nicht unter-

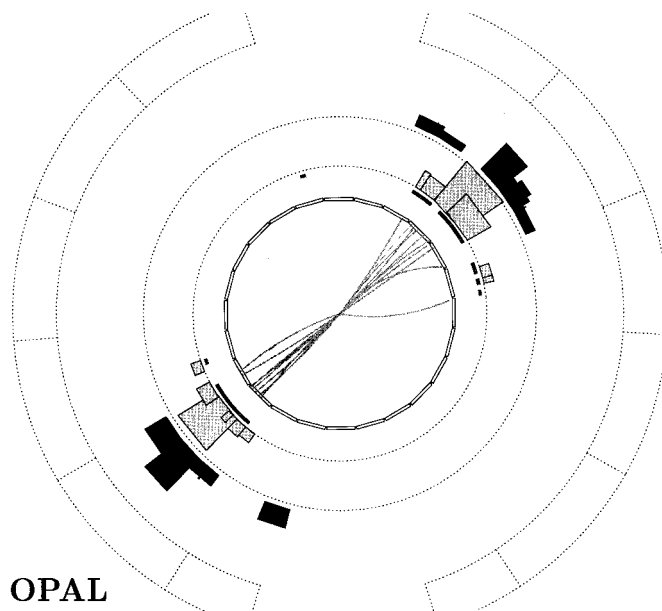


Abbildung 2: Zwei-Jet-Ereignis im OPAL-Detektor, in der Projektion senkrecht zur Strahlachse. Man erkennt Spuren geladener Teilchen und in den Kalorimetern gemessene Energie.

schieden werden. Ereignisse mit den schweren Quarks Charm und insbesondere Bottom können jedoch über semileptonische Zerfälle erkannt werden. Eine zweite Möglichkeit besteht in der Rekonstruktion von Zerfällen von Mesonen, die b-Quarks enthalten (B-Mesonen). Daher wurden in alle vier Experimente in den letzten Jahren Silizium-Detektoren dicht am Strahlrohr zur genauen Spur- und Zerfallsvertex-Messung (Ortsauflösungen typisch $10 \mu\text{m}$) eingefügt. Abb. 3 zeigt ein hadronisches Ereignis im DELPHI Silizium-Detektor. Man erkennt deutlich einen vom e^+e^- -Kollisionspunkt einige Millimeter weit entfernten Zerfall eines B-Mesons.

Zusätzlich wurden verbesserte Luminositätsmonitore installiert, die mit einer Genauigkeit von 0.1% die Luminosität bestimmen. Diese ist ein Maß für die Intensität der kollidierenden Strahlen, die zur Bestimmung von Wirkungsquerschnitten bekannt sein muß. Die totalen systematischen Unsicherheiten in den Messungen von Wirkungsquerschnitten konnten so in den letzten Jahren auf wenige Promille reduziert werden.

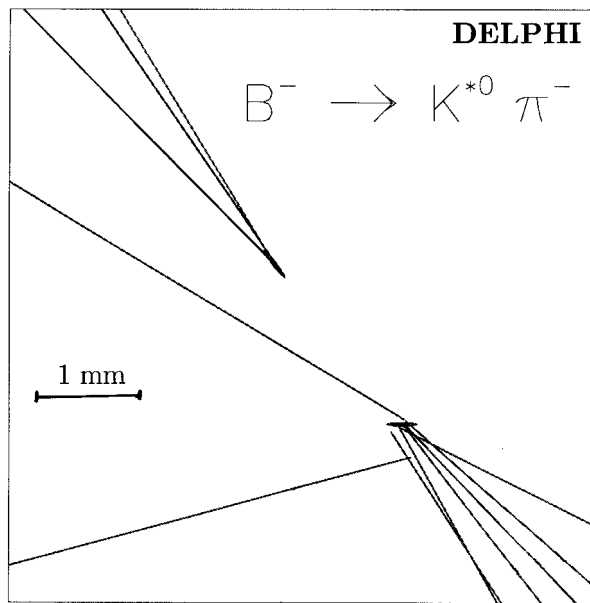


Abbildung 3: Ein im DELPHI-Siliziumdetektor rekonstruiertes Ereignis $e^+e^- \rightarrow b\bar{b} \rightarrow$ Hadronen

5 Eigenschaften des Z-Bosons

In der Nähe der Z-Masse ist der Wirkungsquerschnitt um drei Größenordnungen resonant erhöht. Abb. 4 zeigt die gemessene Resonanzkurve für die Produktion von Hadronen. Die Meßfehler sind viel kleiner als die Datenpunkte. Aus der Position der Resonanzkurve wird die Z-Masse bestimmt [2]²:

$$m_Z = (91.1887 \pm 0.0022) \text{ GeV} .$$

Die Genauigkeit dieses fundamentalen Parameters ist um einen Faktor 1000 höher als vor 1989 und um einen Faktor 5 besser als damals von LEP erwartet.

Aus der Breite der Resonanz,

$$\Gamma_Z = (2.4971 \pm 0.0032) \text{ GeV} ,$$

folgt nach der Unschärferelation für die Z-Lebensdauer $\tau_Z = 1/\Gamma_Z = 2.636 \cdot 10^{-25} \text{ s}$. Je mehr mögliche Zerfallskanäle es gibt, desto größer ist die Breite. Auch Zerfälle in die unsichtbaren und vermutlich masselosen Neutrinos und Antineutrinos gehören dazu. Aus Vergleich der gemessenen Breite mit Rechnungen des Standardmodells (Abb. 4) bestimmt man die Zahl der Neutrinosorten zu

$$N_\nu = 2.987 \pm 0.016 .$$

²Alle angegebenen Meßergebnisse sind - sofern nicht ausdrücklich vermerkt - Mittelwerte neuer vorläufiger Ergebnisse der vier LEP-Experimente. Wir verwenden ein Einheitensystem in dem $\hbar = c = 1$ gesetzt wird.

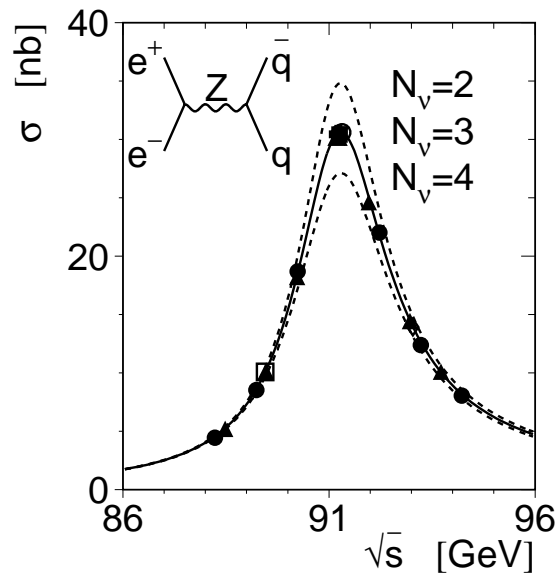


Abbildung 4: Der bei LEP gemessene hadronische Wirkungsquerschnitt als Funktion der Schwerpunktsenergie. Die Linien zeigen die Voraussagen des Standardmodells für 2, 3 bzw. 4 Neutrinosorten.

Da im Standardmodell alle Fermionen in Familien auftreten, folgt, daß es nur die drei bekannten Fermionfamilien gibt. Dieses Ergebnis ist nicht nur für die Elementarteilchenphysik von fundamentaler Bedeutung, sondern auch für die Kosmologie, da die Evolution des Universums von dieser Zahl abhängt.

6 Elektroschwache Kopplungen

Während Position und Breite der Resonanz unabhängig vom analysierten Zerfallskanal des Z-Bosons sind, ist die Höhe der Resonanzkurve ein Maß für die Kopplungen des Z an die Teilchen im Endzustand. Im Gegensatz zur Photon-Fermion-Kopplung (elektrische Ladung) gibt es unterschiedliche Kopplungskonstanten (‘schwache Ladungen’) für links- und rechtshändige Fermionen an das Z. Diese werden g_L und g_R genannt; wenn ihre Beträge voneinander verschieden sind, kommt es zur Paritätsverletzung.

Um diese beiden Konstanten für jede Fermionsorte bestimmen zu können, wird außer dem totalen Wirkungsquerschnitt für jeden Endzustand eine weitere Observable benötigt, z.B. die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie. Sie charakterisiert die Winkelverteilung der erzeugten Fermionen. Bei τ -Ereignissen wird die schwache Ladung zusätzlich über die Polarisation dieser Leptonen gemessen. Abb. 5 zeigt die erlaubten Bereiche für die Kopplungskonstanten g_L und g_R der Leptonen. Die Genauigkeit dieser Resultate ist um eine Größenordnung besser als bei

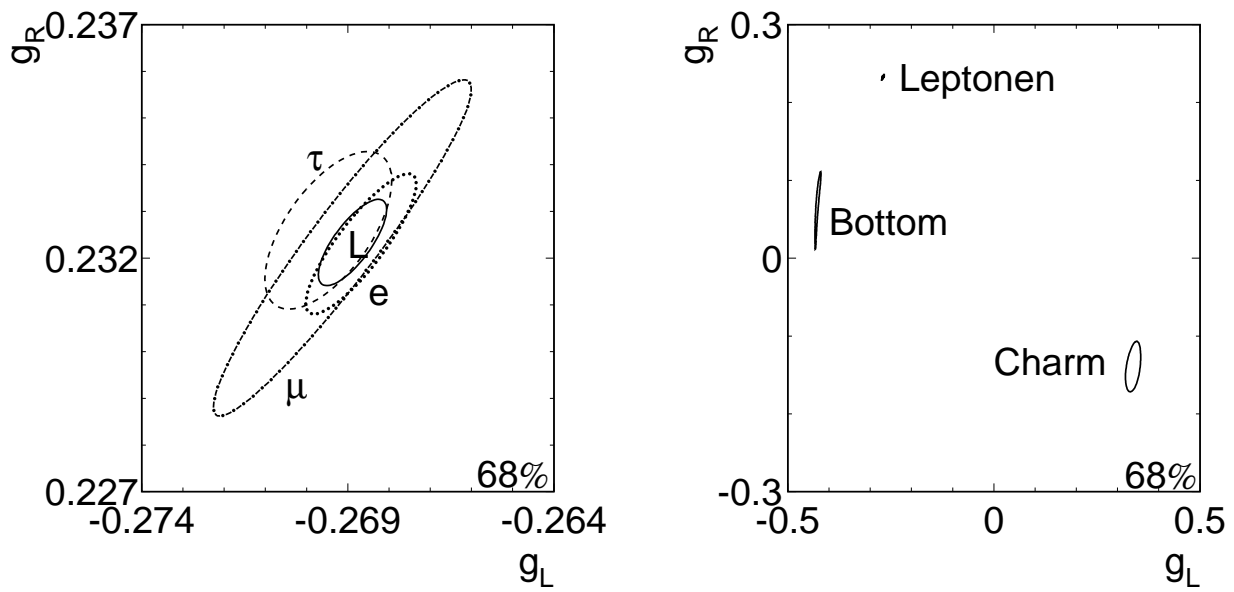


Abbildung 5: Konturkurven der schwachen Kopplungen g_L und g_R aus LEP-Daten.

früheren Messungen. Die Abbildung zeigt, daß das Standardmodell einen wichtigen Test besteht: es gilt Leptonuniversalität, d.h. die drei Leptonensorten haben nicht nur gleiche elektrische Ladung sondern auch gleiche schwache Ladung. Nimmt man Leptonuniversalität an, erhält man die kleinere Kontur. In Abb. 5 rechts sind zusätzlich die Ergebnisse für Bottom- und Charm-Quarks eingetragen. Im Standardmodell werden alle Kopplungen an das Z durch einen von der Theorie nicht festgelegten Parameter, den elektroschwachen Mischungswinkel θ_W , beschrieben. Z.B. gilt

$$g_R = -Q \cdot \sin^2 \theta_W$$

mit der elektrischen Ladung Q des betrachteten Fermions. Aus den in Abb. 5 gezeigten LEP-Daten erhält man

$$\sin^2 \theta_W = 0.2318 \pm 0.0004 .$$

Im Standardmodell können die schwachen Kopplungskonstanten und davon abhängige Observablen wie Asymmetrien, Z-Breite, Wirkungsquerschnitte als Funktion u.a. der Z-Masse und der schwachen Ladungen ausgerechnet werden. Um die Vorhersagen mit den genauen Messungen vergleichen zu können, müssen auch Strahlungskorrekturen berücksichtigt werden. Dazu gehören Photonabstrahlung im Anfangs- und Endzustand und Graphen mit inneren Fermion- und Boson-Linien. Die Rechnungen hängen damit auch von den Massen der Teilchen Top und Higgs ab. Außerdem müssen Effekte der starken Wechselwirkung berücksichtigt werden.

Mit einer aus den LEP-Daten bestimmten Top-Masse von

$$m_{top} = (176 \pm 21) \text{ GeV}$$

werden alle LEP-Messungen gut reproduziert. Diese Übereinstimmung bestätigt die im Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung berechneten differentiellen Wirkungsquerschnitte mit einer Genauigkeit von wenigen Promille.

Mit dieser hohen Masse ist das Top-Quark zu schwer, um bei LEP direkt produziert zu werden, dennoch läßt sich also durch Messung der Strahlungskorrekturen eine gute Voraussage angeben. Das CDF-Experiment am Proton-Kollider Tevatron am Fermilab hat im letzten Jahr erste Hinweise für Top-Produktion gefunden [3]. Neueste Tevatron-Messungen von CDF und D0 ergeben für die Top Masse einen Wert von $m_{top} = (180 \pm 12) \text{ GeV}$ [4]. Die Übereinstimmung mit der LEP-Vorhersage stellt einen großen Erfolg für das Standardmodell dar. Die Sensitivität der LEP-Daten auf die Higgs-Masse ist leider zu klein, um sinnvolle Grenzen für m_{Higgs} angeben zu können.

Am Stanford Linear Collider (SLC) werden ebenfalls e^+e^- -Wechselwirkungen im Bereich der Z-Resonanz studiert. Zwar ist die Luminosität deutlich geringer als bei LEP, jedoch sind die Strahlelektronen dort longitudinal polarisiert, was weitere Tests des Standardmodells erlaubt. Die SLC-Resultate sind konsistent mit den LEP-Ergebnissen. Ausführlicher als hier sind Messungen und Tests der elektroschwachen Wechselwirkung in Referenz [5] beschrieben.

7 Die starke Wechselwirkung

In jedem Prozeß bei dem im Endzustand Quarks vorhanden sind, spielt die starke Wechselwirkung eine Rolle. Bei Z-Zerfällen $Z \rightarrow q\bar{q}$ können die Quarks Gluonen abstrahlen. Haben diese eine hinreichend hohe Energie, beobachtet man neben den beiden Quark-Jets weitere Jets, s. Abb. 6. Auf diese Weise wurden 1979 bei DESY die Gluonen entdeckt. Der einzige freie Para-

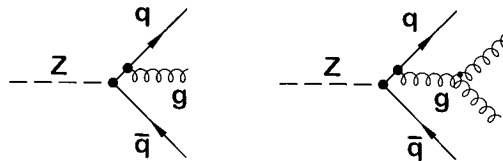


Abbildung 6: Erzeugung von Ereignissen mit mehreren Jets durch Gluonabstrahlung

meter der QCD ist die starke Kopplungskonstante α_s , die analog zur Feinstrukturkonstanten α der QED definiert ist. Die Theorie sagt voraus, daß α_s logarithmisch mit der für den Prozeß charakteristischen Energie abfällt. Man spricht vom ‘Running’ von α_s . Dieses Verhalten ist eine Konsequenz der Kopplung der Gluonen untereinander.

Die Wahrscheinlichkeit für Gluonabstrahlung ist proportional zu α_s , deshalb kann man aus dem relativen Anteil von Z-Ereignissen mit 3 Jets die starke Kopplung bestimmen [6]. Die QCD-Korrektur zur relativen Häufigkeit von Z-Zerfällen in Hadronen liefert eine unabhängige

Bestimmung von α_s . Diese beiden Werte stimmen überein; der Mittelwert beträgt

$$\alpha_s(91 \text{ GeV}) = 0.123 \pm 0.004.$$

In Analogie bestimmt man aus der Rate hadronischer Zerfälle von τ -Leptonen die starke Kopplungskonstante

$$\alpha_s(1.8 \text{ GeV}) = 0.37 \pm 0.07.$$

In diesem Falle ist die Energieskala gleich der τ -Masse von knapp 1.8 GeV. Der Meßwert ist deutlich größer als der Wert bei 91 GeV. Abbildung 7 zeigt, daß die QCD-Vorhersage der Energieabhängigkeit von α_s die LEP-Messungen gut reproduziert.

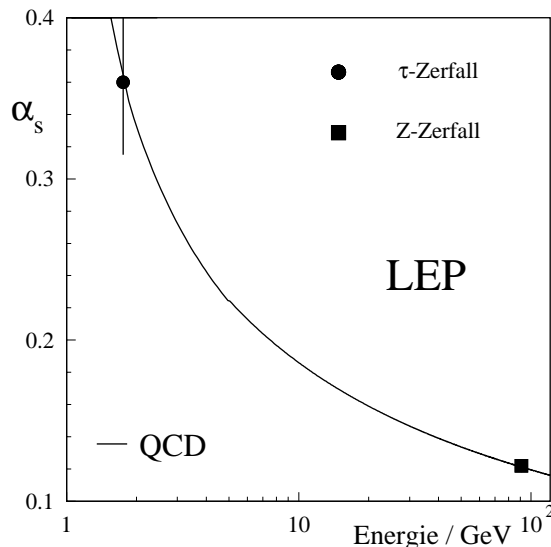


Abbildung 7: Vergleich der gemessenen und berechneten Energieabhängigkeit der starken Kopplungskonstanten

Für Z-Zerfälle in Bottom-Quarks kann man die starke Kopplung für Bottom-Quarks messen. Man findet, daß sie innerhalb der Meßunsicherheit von 2% mit der für die leichteren Quarks übereinstimmt, wie von der QCD gefordert.

Nachdem die starke Kopplungskonstante bestimmt und das Energieverhalten überprüft sind, kann man andere QCD-Tests durchführen[6]. Der wichtigste betrifft die Gluonselfkopplung in Ereignissen mit 4 Jets, s. Abb. 6. Man findet, daß die 3-Gluon-Kopplungsstärke mit dem berechneten Wert innerhalb der Unsicherheiten von 10% übereinstimmt.

Die Quantenchromodynamik besteht alle LEP-Tests. Die Genauigkeit dieser Tests ist allerdings insbesondere wegen theoretischer Unsicherheiten (höhere Ordnungen, Übergang von Quarks und Gluonen zu Hadronen) auf einige Prozent beschränkt.

8 Bottom-Quark und τ -Lepton

Bei LEP wurde auch eine Vielzahl genauer Studien verschiedener Eigenschaften des schweren Leptons τ und von Mesonen und Hadronen, die Bottom-Quarks enthalten, durchgeführt. Beide Fermionen zerfallen schwach durch Austausch von W-Bosonen. Auch die Eigenschaften dieser Austauscheteilchen kann man so messen, wenn auch bei kleinen Energieüberträgen. Für die Zerfälle von Bottom-Hadronen ist allerdings die theoretische Genauigkeit durch noch nicht genau berechenbare QCD-Korrekturen begrenzt.

Mit Hilfe der hochpräzisen Vertexdetektoren ist die Lebensdauer von τ -Leptonen und von B-Hadronen genau gemessen worden. Zum Beispiel bestimmt man die τ -Lebensdauer zu $\tau_\tau = (2.915 \pm 0.018) \cdot 10^{-13}$ s. Auch wurden die leptonischen und hadronischen Verzweigungsverhältnisse des τ -Leptons genau gemessen. Da bei jedem τ -Zerfall auch ein τ -Neutrino auftritt, kann man auch dessen Eigenschaften bestimmen. Es ist insbesondere von fundamentalen Interesse zu wissen, ob Neutrinos masselos sind. Aus der Analyse von τ -Zerfällen in mehrere Pionen erhält man eine obere Grenze für die Masse des ν_τ von 24 MeV [7].

Das neutrale B-Meson B^0 hat die gleichen Quantenzahlen wie sein Antiteilchen \bar{B}^0 und sie können sich ineinander umwandeln. Diese Oszillationen werden auch bei LEP beobachtet; insbesondere wurde zum ersten Mal ihre Zeitabhängigkeit gemessen. In letzter Zeit hat man begonnen, verschiedene B-Mesonen, B-Baryonen und auch angeregte Zustände zu identifizieren. So können z.B. die Lebensdauern, Massen und Produktionsraten der verschiedenen B-Hadronen miteinander verglichen werden. Aus den Verzweigungsverhältnissen, Oszillationsparametern und Lebensdauern kann man Elemente der Quark-Mischungsmatrix bestimmen, die die Wahrscheinlichkeiten für die Umwandlung der verschiedenen Quarksorten ineinander bei W-Boson-Austausch angibt.

Außer den erwähnten gibt es eine Vielzahl weiterer Messungen an τ - und Bottom-Teilchen. Bei vielen Observablen werden die Weltmittelwerte inzwischen von LEP-Resultaten dominiert.

9 Neue Teilchen

Etwa 100 LEP-Veröffentlichungen sind der Suche nach neuen Teilchen oder Wechselwirkungen gewidmet. Mehrere interessante Ereignisse, die auf verschiedene neue Effekte hindeuteten, wurden gefunden. Letztlich haben sich diese Messungen jedoch immer als statistische Fluktuationen des Untergrundes entpuppt.

Die Teilchensuche bei LEP konzentriert sich vor allem auf das Higgs-Boson. Dessen Masse ist unbekannt; theoretische Überlegungen führen lediglich zu der Abschätzung, daß sie einige 100 GeV nicht überschreitet. Die Produktion des Higgs-Bosons in der e^+e^- -Wechselwirkung

erfolgt durch die Abstrahlung eines Higgs-Teilchens vom Z-Boson in dem Prozeß:

$$e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow H Z^* \rightarrow H f \bar{f}.$$

Das Higgs-Boson zerfällt überwiegend in $b\bar{b}$ -Paare, also in 2 hadronische Jets. Das virtuelle Z^* zerfällt in ein Fermion-Antifermion-Paar. Die Suche erfolgt in den Z^* -Zerfallskanälen $\nu\bar{\nu}$ und e^+e^- bzw. $\mu^+\mu^-$. Der Wirkungsquerschnitt obiger Reaktion fällt mit zunehmender Higgs-Masse schnell ab.

Abb. 8 zeigt ein Ereignis des Typs $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ Jet Jet im L3-Detektor [8]. Mehrere interessante Kandidaten für Higgs-Ereignisse wurden bei LEP gefunden, aber deren Rate ist kleiner als im Standardmodell erwartet und verträglich mit Untergrund. Mit einer Wahrscheinlichkeit

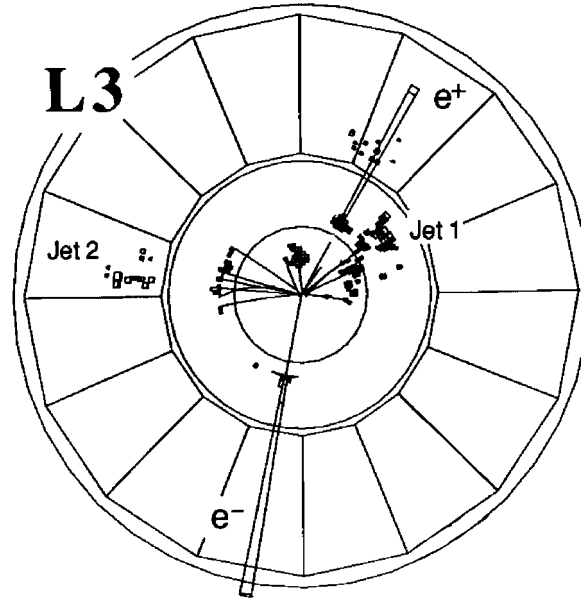


Abbildung 8: Kandidat für ein Higgs-Ereignis im L3-Detektor. In dieser Projektion senkrecht zur Strahlachse sieht man die Spuren geladener Teilchen als Linien. Die Balken und kleinen Quadrate deuten Energie im elektromagnetischen Kalorimeter und im Hadronendetektor an.

von 95% erhält man daher die Massengrenze [9]:

$$m_{Higgs} > 63.5 \text{ GeV}.$$

Die Theorie der Supersymmetrie, SUSY, sagt voraus, daß jedes der bekannten Teilchen einen schweren Superpartner hat. Zu jedem Lepton und Quark soll es einen spinlosen Partner geben. Die Spin-1 Eichbosonen haben einen Spin- $\frac{1}{2}$ Partner. Dieses Modell sagt erfolgreich die Verhältnisse der Massen der schweren Fermionen τ und Bottom sowie Relationen zwischen elektroschwachen und starken Kopplungskonstanten vorher [1, 10]. Die LEP-Experimente haben intensiv nach den im SUSY-Modell geforderten Teilchen gesucht, bisher jedoch keine gefunden.

10 Ausblick

Im Winter 94/95 wurden in LEP die existierenden normalleitenden Beschleunigungskavitäten aus Kupfer durch supraleitende Niobiumkavitäten ergänzt. Diese arbeiten mit viel kleineren Verlusten. Ziel ist eine schrittweise Erhöhung der LEP-Schwerpunktsenergie auf etwa 190 GeV. Da Synchrotronstrahlungsverluste mit der vierten Potenz der Strahlenergie anwachsen, und gleichzeitig die Strahlströme erhöht werden sollen, müssen insgesamt über 200 supraleitende Kavitäten eingebaut werden.

In den kommenden Jahren wird die Schwerpunktsenergie von LEP die kinematische Schwelle von 160 GeV für die Paarproduktion von W^\pm Bosonen überschreiten. Diese als LEP-II bezeichnete Phase erlaubt das Studium der Eigenschaften des W-Bosons analog zu dem des Z-Bosons bei LEP-I. Da der Wirkungsquerschnitt jedoch um 3 Größenordnungen niedriger liegt, werden nur etwa 10000 W-Paare pro Experiment erzeugt. Hauptziele sind die Bestimmung der Masse des W auf etwa 50 MeV genau, sowie die Messung des differentiellen Wirkungsquerschnittes für die W-Paarproduktion. Dieser ist abhängig von den Kopplungen der elektroschwachen Eichbosonen untereinander, wie sie in der W-Paarproduktion auftreten, Abb. 9. So wird es möglich sein, die Selbstwechselwirkung dieser Bosonen genau zu studieren. Auch die Suche nach neuen

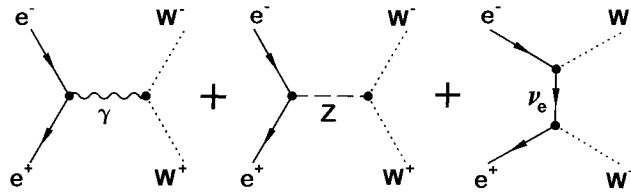


Abbildung 9: Feynmandiagramme zur W-Paarproduktion in e^+e^- -Kollisionen

Teilchen wird fortgesetzt werden. Die Higgs-Suche kann bis Massen von etwa 90 GeV ausgedehnt werden.

Wir danken Prof. T. Lohse für viele hilfreiche Kommentare und Dr. K. Mönig für Abb. 3.

11 Referenzen

- [1] H. Schopper, Phys. Bl. **47** (1991) 907.
- [2] Report der 'LEP Electroweak Working Group', CERN, LEPEWWG/95-01; M. Grünewald, S. Riemann, Vorträge DPG-Frühjahrstagung Karlsruhe März 1995.
- [3] CDF Kollab., F. Abe et al., Phys. Rev. Lett. **73** (1994) 225.

- [4] CDF Kollab., F. Abe et al., Fermilab Preprint PUB-95/022-E;
D0 Kollab., S. Abachi et al., Fermilab Preprint PUB-95/028-E.
- [5] M. Davier, Phys. Bl. **50** (1994) 687.
- [6] S. Bethke, Summary of α_s Measurements, Aachen Preprint PITHA 94-30; P. Mättig, Vortrag DPG-Frühjahrstagung Karlsruhe März 1995.
- [7] ALEPH Kollab., D. Buskulic et al., Phys. Lett. B 349 (1995) 585.
- [8] L3 Kollab., O. Adriani et al., Phys. Rep. 236 (1993) 1.
- [9] A. Sopczak, CERN Preprint PPE 94-73.
- [10] W. de Boer und J.H. Kühn, Phys. Bl. **47** (1991) 995.