

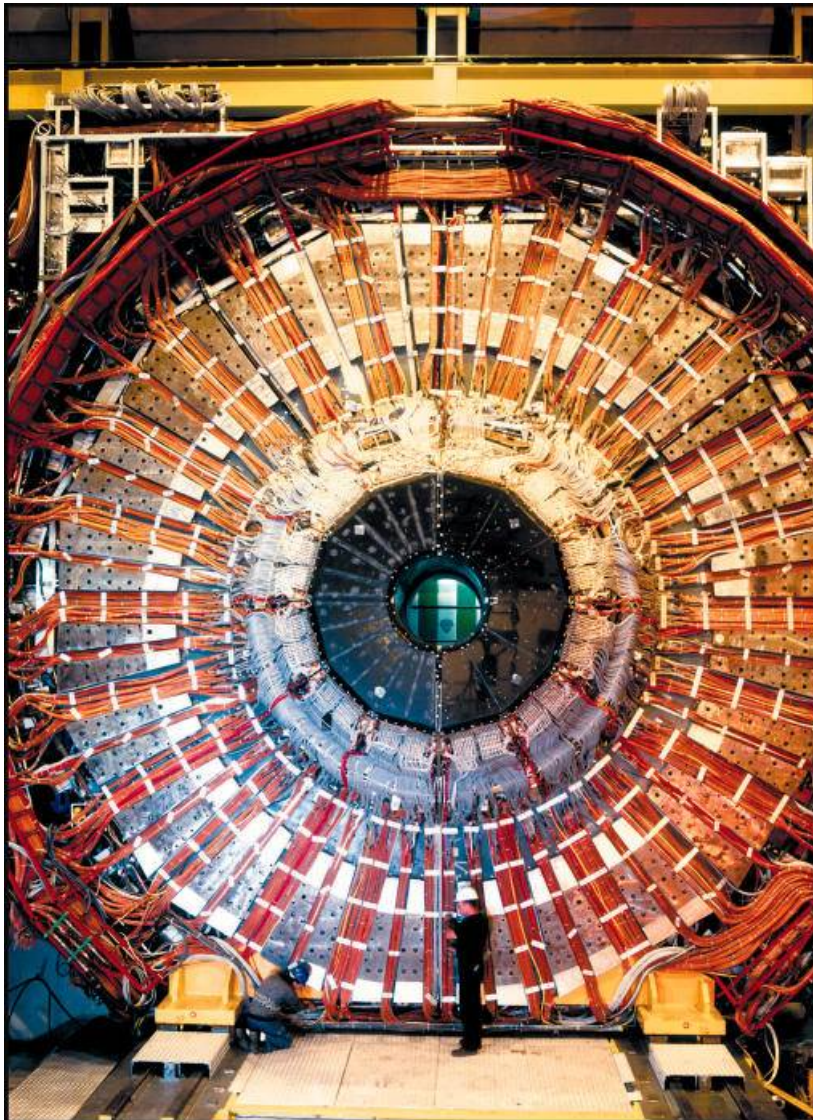
Versuch:

# Elementarteilchen

Versuchsdurchführung: Montag, 22. Januar 2007

## Ziel des Versuchs

Dieser Versuch bietet Gelegenheit, sich mit dem heute zur Beschreibung der kleinsten Teilchen verwendeten Modell auseinanderzusetzen und den „Teilchenzoo“ etwas näher kennen zu lernen. Des Weiteren beinhaltet der Versuch einen starken Bezug zur aktuellen Forschung - immerhin stammen die Daten von erst kürzlich beendeten Groß-Versuchen.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>3</b>
1.1	Einführung . . . . .	3
1.2	Das Standardmodell der Teilchenphysik . . . . .	3
1.2.1	Grundlagen . . . . .	3
1.2.2	Vereinheitlichungen . . . . .	7
1.3	Jets . . . . .	8
1.4	Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses und Anzahl der Farbladungen der starken Wechselwirkung . . . . .	9
1.4.1	Verzweigungsverhältnis $R$ . . . . .	9
1.4.2	Überprüfung der Leptonuniversalität . . . . .	9
1.4.3	Anzahl $N_C$ der Farbladungen . . . . .	10
1.4.4	Anzahl der benötigten Scans . . . . .	10
1.5	Kopplungskonstante $\alpha_S$ der starken Wechselwirkung . . . . .	11
1.6	Anzahl $N_V$ der Neutrinofamilien . . . . .	12
1.6.1	Totale Breite $\Gamma_{tot}$ . . . . .	12
1.6.2	Breite der unsichtbaren Neutrinozerfälle $\Gamma_{inv}$ . . . . .	12
1.6.3	Anzahl $N_V$ der Neutrino-generationen . . . . .	12
<b>2</b>	<b>Experimenteller Aufbau</b>	<b>13</b>
2.1	Einführung . . . . .	13
2.2	Driftkammern . . . . .	14
2.3	Elektromagnetisches Kalorimeter . . . . .	14
2.4	Hadronenkalorimeter . . . . .	14
2.5	Myonenkammern . . . . .	15
2.6	Übersicht . . . . .	15
<b>3</b>	<b>Durchführung</b>	<b>16</b>
3.1	Allgemein . . . . .	16
3.2	Event-Klassifizierung . . . . .	16
3.2.1	$e^-e^+$ -Ereignisse . . . . .	16
3.2.2	$\mu^-\mu^+$ -Ereignisse . . . . .	17
3.2.3	$\tau^-\tau^+$ -Ereignisse . . . . .	17
3.2.4	Hadronen-Ereignisse . . . . .	18
<b>4</b>	<b>Auswertung / interpretation (engl.)</b>	<b>19</b>
4.1	Branching ratio and number of colours . . . . .	19
4.1.1	Branching ratio $R$ . . . . .	19
4.1.2	Check of lepton universality . . . . .	20
4.1.3	Number of colours $N_C$ . . . . .	21
4.1.4	Number of required scans . . . . .	21
4.2	Coupling constant $\alpha_S$ of the strong interaction . . . . .	21
4.3	Number of neutrino families $N_V$ . . . . .	22
4.3.1	Total width $\Gamma_{tot}$ . . . . .	22
4.3.2	Width of invisible neutrino decays $\Gamma_{inv}$ . . . . .	22
4.3.3	Number of neutrino families $N_V$ . . . . .	23

# 1 Theoretische Grundlagen

## 1.1 Einführung

Die Wurzeln der Idee des *Atoms*, des „Unteilbaren“, liegen bereits in der Welt der alten Griechen. Es ist allerdings deutlich darauf hinzuweisen, dass die Vorstellung noch sehr infantil war - das Unteilbare wurde im praktischen Sinne verstanden: die Materie, so der berühmte Philosoph Leukipp, sei aus kleinen Bausteinen zusammengesetzt, deren Größe so klein sei, dass man sie nicht mehr mit Messern und anderen Werkzeugen verkleinern könne.

Diese Idee herrschte lange Zeit vor, bis sie mit der beginnenden Moderne, bzw. industriellen Revolution ebenfalls die Vorstellung des Atoms veränderte. Aufgrund durchgeführter Experimente wusste man bereits, dass die Dimensionen von Atomen unheimlich geringer waren, als die, die Leukipp angenommen hatte. Im 18. Jahrhundert gelang es Daniel Bernoulli in Grundzügen die kinetische Gastheorie zu formulieren, indem er die Teilchen in Gasen als kleine Kugeln ansah, die elastische Stöße ausführen konnten.

Einen weiteren wichtigen Schritt trug Ernest Rutherford mit seinem Streuexperiment bei, das deutlich machte, dass die Dimensionen des Kerns des Atoms noch einmal bei weitem kleiner als die des Atom selbst. Schließlich hatte man als Elementarteilchen die das Atom bildende Elektron, Neutron und Proton ausgemacht.

Allerdings war auch diese Sichtweise nicht lange aktuell - die z.B. in Teilchenbeschleunigern durchgeführten Experimente führten dazu, dass man die (ehemaligen) Elementarteilchen mit enorm großen Energien aufeinander treffen lassen und dann das Resultat untersuchen konnte. Die somit gefundenen Teilchen und die zunächst nur von der Theorie postulierten und später entdeckten Anti-Teilchen, werden zur Zeit im sogenannten Standardmodell zusammengefasst.

Ausblick: Wie lange wird das momentan bestehende Modell haltbar sein? Wie wir im Folgenden sehen werden, wirft es durchaus Fragen auf. Die Theorie liefert derweil weitere Beschreibungsversuche unserer Umwelt, die es in neuen Anlagen (s.Aufbau) zu verifizieren oder zu falsifizieren gilt.

## 1.2 Das Standardmodell der Teilchenphysik

### 1.2.1 Grundlagen

Zunächst soll es nun darum gehen, Elementarteilchen zu klassifizieren, also ihnen die Zugehörigkeit zu verschiedenen Untergruppen zuzuschreiben. Bei dieser Klassifikation sind die wichtigsten Unterscheidungsmerkmale der Elementarteilchen der Symmetriecharakter ihrer Wellenfunktion und die Art ihrer Wechselwirkung. Die am häufigsten verwendete Einteilung, die beispielsweise in der statistischen Quantentheorie eine größere Rolle spielt, orientiert sich zunächst an den Spins der Teilchen. Man unterscheidet nun:

- ✧ **Fermionen** Unter dem Begriff Fermionen werden die Teilchen zusammengefasst, die einen halbzahligen Spin aufweisen. Des Weiteren sind ihre Gesamtwellenfunktionen antisymmetrisch. Darüber hinaus setzt sich die uns umgebende Materie aus den Fermionen zusammen.
- ✧ **Bosonen** Unter Bosonen versteht man entsprechend Teilchen mit einem ganzzahligen Spin und einer symmetrischen Gesamtwellenfunktion. Die Besonderheit der Bosonen ist die, dass sie die Austauschteilchen für die Wechselwirkungen darstellen.

Gehen wir nun genauer auf die Fermionen ein. Diese lassen sich wieder unterteilen:

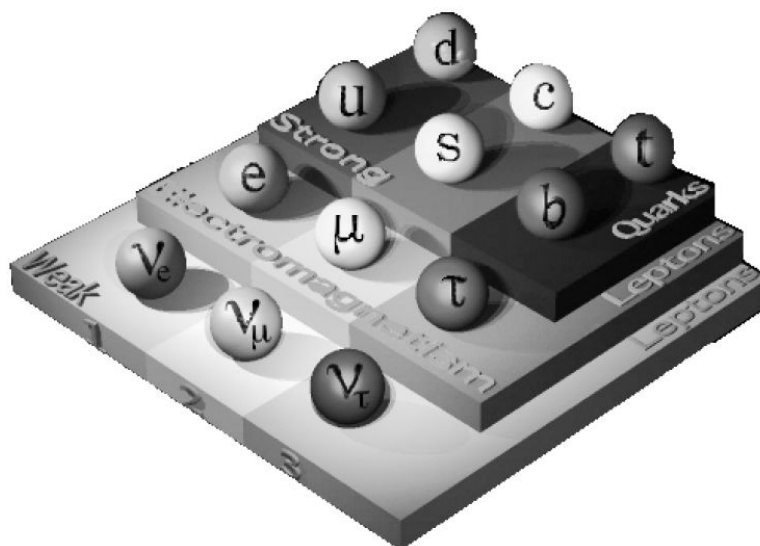
- ✧ **Leptonen** Eine Einteilungsmöglichkeit für Leptonen orientiert sich an der Wechselwirkung (s.u.). Wir wollen hier die Teilchen, die als Leptonen bezeichnet werden, schon einmal beim Namen nennen: zu den Leptonen gehören das Elektron, das Myon, das Tauon, das Elektronneutrino, das Myonneutrino und das Tauonneutrino.

✧ **Quarks** Im letzten Jahrhundert erkannte man, dass in den Hadronen, welche eine Ausdehnung von etwa  $10^{-15}m$  haben, eine innere Struktur vorhanden zu sein scheint. Dafür gab es mehrere Indikatoren, wie beispielsweise die vergleichsweise großen Radien. Aber auch andere Eigenschaften der Hadronen konnte durch die Annahme von kleineren Bausteinen, die eine drittelzahlige Ladung und einen Spin von  $\frac{1}{2}$  aufweisen sollten, erklärt werden. Diese bereits Anfang der sechziger Jahre des vergangenen Jahrhunderts postulierten Teilchen wurden dann tatsächlich, als im darauffolgenden Jahrzehnt die Technik dazu in der Lage war, experimentell nachgewiesen.

Fünf verschiedene Quarksorten gelten inzwischen als nachgewiesen, sie tragen die Bezeichnung u (*up*), d (*down*), s (*strange*), c (*charm*), b (*bottom*, manchmal auch *beauty*). Schon aus Symmetriegründen gilt die Existenz der Quarksorte t (*top*, manchmal auch *truth*) als wahrscheinlich.

Des Weiteren existiert zu jedem Teilchen ein dazugehöriges Anti-Teilchen. Die Schreibweise hierfür ist bei Quarks ein Strich über dem Buchstaben und bei den anderen Teilchen ein anderes „Vorzeichen“, beispielweise Elektron  $e^-$  und Positron  $e^+$ . Hierbei ist natürlich zu erwähnen, dass es keine physikalische Vorzugsrichtung gibt - was Teilchen und was „Anti“-Teilchen ist, ist lediglich durch geschichtliche Entwicklungen bestimmt oder einfach durch die Tatsache, dass die Art der Materie, aus der wir bestehen, zuerst in unserem Erkenntnisbereich lag.

Bei den Fermionen führt man nun eine weitere Unterteilung ein, die *Familien* oder *Generationen*:



Familienschema (Quelle: Vorbereitungshilfe)

Jede Familie umfasst zwei Leptonen und zwei Quarks. Hierbei bildet die erste Familie die Grundlage gewöhnlicher Materie.

1. Familie: Elektron ( $e^-$ ), Elektronneutrino ( $\nu_e$ ), u-Quark, d-Quark
2. Familie: Myon ( $\mu$ ), Myonneutrino ( $\nu_\mu$ ), s-Quark, c-Quark
3. Familie: Tauon ( $\tau$ ), Tauonneutrino ( $\nu_\tau$ ), b-Quark, t-Quark

Die schematische Darstellung umfasst auch noch eine weitere Komponente: die Wechselwirkungen - Neutrinos wechselwirken nur schwach, Leptonen schwach und elektromagnetisch und Quarks zusätzlich noch stark.

Hier wird also deutlich, dass sich die Elementarteilchenphysik mit den fundamentalen und kleinsten Bausteinen der Materie und deren Wechselwirkungen befasst. Folgende drei Wechselwirkungen sind für das Verständnis wesentlich:

✧ **Starke Wechselwirkung** Die starke Wechselwirkung besitzt die Eigenschaft, dass sie umso schwächer wird, je näher sich die ihr unterliegenden Teilchen kommen. Nur Quarks unterliegen dieser Wechselwirkung, sie wird daher auch Kernkraft genannt (wegen den aus Quarks bestehenden Nukleonen). Sie ist deutlich stärker als die elektromagnetische Kraft, wodurch man verstehen

kann, weshalb die sich durch Coulombkräfte abstoßenden Protonen im Atomkern nicht voneinander entfernen.

Wie wir oben schon erwähnten, ist die für den Austausch der Wechselwirkungen verantwortliche Teilchengruppe die Gruppe der Bosonen. Die Bosonen, die die starke Wechselwirkung vermitteln, werden als *Gluonen* bezeichnet, von denen es acht unterschiedliche Typen gibt. Jede Wechselwirkung wird durch eine *Kopplungskonstante* beschrieben, die die Stärke der Wechselwirkung charakterisiert. Die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung  $\alpha_s$  beschreibt somit die Kopplung zwischen Quarks und Gluonen (also Teilchen und entsprechendem Austauschteilchen). Quarks sind also Quellen für das starke Feld, während die Gluonen die Feldquanten darstellen. Die Quarks sind deshalb die Quellen für das Feld, da sie eine „starke Ladung“, genannt *Farbe*, tragen. Es gibt drei Arten starker Ladung, also beispielsweise eine Art mehr als beim elektromagnetischen Feld. Der Name Farbe ist aus dem Leben gegriffen und wird deshalb verwendet, weil sich die drei Grundfarben formal genauso verhalten: sind sie alle drei in gleicher Stärke vorhanden, so ergänzen sie sich zu weiß, bei einem anderen Mischungsverhältnis lassen sich alle Farben daraus kombinieren. Ebenso wie Atome elektrisch neutral sind, so sind Hadronen farblich neutral, also weiß.

Ursprünglich war die Idee der neuen Eigenschaft Farbe eher ein Postulat, um bestehende Schwierigkeiten zu beheben. Bei einem Teilchen, das aus drei d-Quarks besteht, scheint das Pauli-Prinzip verletzt zu sein, da ja gleicher Spin vorliegt. Daraus schloss man, dass Quarks ein bis dato unbekanntes Unterscheidungsmerkmal aufweisen müssen.

Die starke Wechselwirkung hat zur Folge, dass man Quarks nie allein anzutreffen scheint - sie existieren nur in gebundenen Zuständen. Wie erwähnt steigt die Kraft zwischen beiden mit dem Abstand - dies führt dazu, dass sich Quarks nicht weit voneinander entfernen können - schon ab einem Abstand von  $10^{-15}m$  ist die Energie des Feldes zwischen den Quarks so enorm groß, dass sich ein Quark-Antiquark-Paar bildet und somit wieder gebundene Quarks vorliegen.

✧ **Schwache Wechselwirkung** Die schwache Wechselwirkung findet man besonders in Prozessen des  $\beta$ -Zerfalls. Die Tatsache, dass ein freies Neutron nicht stabil ist, sondern in ein Proton (und Leptonen) zerfällt, ist beispielsweise eine Konsequenz der schwachen Wechselwirkung. Eine Besonderheit der schwachen Wechselwirkung ist die, dass es zwei Typen von Feldquanten gibt - die elektrisch geladenen  $W^\pm$ -Bosonen und die neutralen  $Z^0$ -Bosonen, welche beide eine recht hohe Masse aufweisen. Die Emission oder Absorption der  $W$ -Bosonen bewirkt einen Übergang von einem geladenen Lepton zu dem zugehörigen Neutrino oder umgekehrt, wobei aber das Myon nur in ein Myon-neutrino übergehen kann. Bei Emission von  $Z^0$ -Bosonen bleiben die Teilchen erhalten. Interessant bei schwachen Wechselwirkungen ist die Tatsache, dass sich durch  $W^\pm$ -Emission (-Absorption) die Quark-Sorte ändern kann - beispielsweise kann ein u-Quark in ein d- oder ein s-Quark übergehen.

✧ **Elektromagnetische Wechselwirkung** Es gibt vier elementare Prozesse in der elektromagnetischen Wechselwirkung: die Erzeugung oder Vernichtung eines Teilchen-Anti-Teilchen-Paares sowie die Emission oder Absorption eines Photons durch ein geladenes Teilchen. Allerdings kann keiner dieser Elementarprozesse als realer Vorgang mit freien geladenen Teilchen und Feldquanten stattfinden, da es nicht möglich ist, Energie- und Impulssatz bei diesen Problemen gleichzeitig zu erfüllen. Mindestens eines der an solchen Prozessen teilnehmenden Teilchen oder Quanten ist *virtuell*, er tritt nur als Zwischenzustand in einem realen Prozess auf und seine Ruhemasse weicht von der des realen Teilchens oder Quants ab. Alle Prozesse der Quantenelektrodynamik kann man aus diesen vier Elementarprozessen aufbauen - das masselose Eichboson der elektromagnetischen Wechselwirkung ist also das Photon  $\gamma$ .

Hierbei ist natürlich noch die Gravitationswechselwirkung zu erwähnen. Diese ist allerdings auf atomaren Größenskalen sehr häufig vernachlässigbar - zum Vergleich kann man die Anziehungs- und Gravitationskräfte im System Elektron-Proton ausrechnen. Betrachtet man nämlich einen Abstand in der Größenordnung eines Atomradius, so wird man einen riesigen Unterschied feststellen, da die Coulombkräfte die Gravitationskräfte um dutzende Zehnerpotenzen überragen. Des Weiteren ist es

schlicht noch nicht gelungen die Gravitation im Standardmodell zu integrieren - eine Quantentheorie der Gravitation lässt also noch auf sich warten, bzw. ist noch nicht verifiziert worden - das Feldquant der Gravitationswechselwirkung (*Graviton*) sollte beispielsweise den Spin 2 aufweisen.

Hier seien noch einige Eigenschaften der Feldquanten der Wechselwirkungen dargestellt (ohne Gravitation):

Wechselwirkung	Feldquant	Symbol	Spin $J$	Ruhemasse [ $GeV/c^2$ ]	Lebensdauer [s]
Starke	Gluon	$g$	1	0	
Elektromagnetische	Photon	$\gamma$	1	$(< 3 \cdot 10^{-36})$	stabil
Schwache	W-Boson	$W^\pm$	1	$80,6 \pm 0,4$	$2,9 \cdot 10^{-25}$
Schwache	Z-Boson	$Z^0$	1	$91,16 \pm 0,03$	$2,6 \cdot 10^{-25}$

Es sollten noch weitere bekannte Begriffe geklärt werden - die nächst größere Einteilung der Teilchen erfolgt nämlich aufgrund ihrer Wechselwirkung:

✧ **Hadronen** Teilchen mit starker Wechselwirkung werden als Hadronen bezeichnet, wobei man noch (ähnlich wie oben) eine weitere Unterteilung macht, in **Baryonen** (mit halbzahligem Spin) und **Mesonen** (mit ganzzahligem Spin). Zu den Baryonen zählen beispielsweise die ehemals als Elementarteilchen angesehenen Nukleonen, also Proton und Neutron.

Da wir ja bereits erwähnten, dass sich die starke Wechselwirkung nur auf Quarks bezieht, sind die Hadronen die Teilchen, die aus Quarks zusammengesetzt sind. Die Erklärung für die jeweiligen Spins ergibt sich damit aus der Quark-Kombination. Die 3-Quark-Zustände sind die als Baryonen bezeichneten Teilchen, während die Mesonen aus einem Quark und einem Antiquark gebildet werden. Als Beispiel sei hier das Proton angeführt - es besteht aus zwei u-Quarks, welche jeweils eine elektrische Ladung von  $\frac{2}{3}e$  tragen, und einem d-Quark, welches einmal die Ladung  $-\frac{1}{3}e$  trägt. Somit erhalten wir in der Summe die bekannte Ladung von  $+e$ .

✧ **Leptonen** Die Teilchen mit Spin  $\frac{1}{2}$ , die keine starke Wechselwirkung ausüben, werden Leptonen genannt (s.o.).

An dieser Stelle sei gesagt, dass die Einteilung der Teilchen zunächst etwas verwirren kann, was in der historischen Entwicklung begründet liegt. Ursprünglich klassifizierte man nämlich diese ganze Fülle von Teilchen nach ihrer Masse - Leptonen (leichte Teilchen: Elektron, Neutrinos, Myon), Mesonen (mittelschwere Teilchen: Pionen, Kaonen) und Baryonen (schwere Teilchen: Nukleonen, Hyperonen). Die Betrachtung der Wechselwirkungen, denen die Teilchen unterliegen, rechtfertigt aber diese Einteilung.

Es sei noch kurz eine Tabelle für die Fermionen angegeben:

Leptonen	Symbol	Ruhemasse [ $MeV/c^2$ ]	Lebensdauer [s]
Elektronneutrino	$\nu_e$	$< 18eV$	stabil
Myonneutrino	$\nu_\mu$	$< 0.25$	stabil
Taonneutrino	$\nu_\tau$	$< 35$	stabil
Elektron	$e^-$	0,511	stabil
Myon	$\mu^-$	105,7	$2,2 \cdot 10^{-6}$
Taunon	$\tau^-$	1784	$3,0 \cdot 10^{-13}$
Quarks	Symbol	Ruhemasse [ $MeV/c^2$ ]	Ladung [e]
Up-Quark	u	1,5 ... 4,0	$+\frac{2}{3}$
Down-Quark	d	4 ... 8	$-\frac{1}{3}$
Strange-Quark	s	80 ... 130	$-\frac{1}{3}$
Charm-Quark	c	1150 ... 1350	$+\frac{2}{3}$
Bottom-Quark	b	4100 ... 4400	$-\frac{1}{3}$
Top-Quark	t	$172500 \pm 2300$	$+\frac{2}{3}$

Bisher haben wir uns aber noch keine Fragen gestellt, wie: warum gibt es die Fermionengenerationen? Woher stammt die „seltsame“ Anzahl der Materie- und Austauschteilchen? All dies sind zu beantwortende Fragen, die zeigen, dass das Standardmodell weiterhin der Analyse und Veränderung unterworfen ist.

Ein wichtige Frage ist außerdem, wie Teilchen zu ihrer Masse kommen. Ein Beschreibungsversuch postuliert ein Feld, mit dem Teilchen zur Erhaltung ihrer Masse wechselwirken - starke Wechselwirkung mit diesem *Higgs-Feld* bedeutete dann große Masse. Dies ist ein hochaktuelles Forschungsgebiet, unter anderem auch am CERN.

### 1.2.2 Vereinheitlichungen

Auf den ersten Blick erscheint es abwegig, zwei so unterschiedliche Erscheinungen wie die elektromagnetischen Kräfte, welche die Grundlage der klassischen Physik, Chemie, Biologie und deshalb auch unserer Technik bilden, und die im Beta-Zerfall der Atomkerne erkennbaren schwachen Kräfte auf eine gemeinsame Ursache zurückzuführen zu wollen. Dennoch besteht aber heute kaum mehr Zweifel, dass die beiden Wechselwirkungen miteinander verwandt sind, wobei beide Aspekte einer vereinheitlichten Theorie - der *elektroschwachen Wechselwirkung* aufgefasst werden können. Ob diese Vereinheitlichung allerdings brauchbare Folgen mit sich bringt, ist noch offen.

Ein enorm erfolgreiches Beispiel für eine solche Vereinheitlichung stammt aus dem 19. Jahrhundert - mit der Entdeckung der Induktion begann man Elektrizität und Magnetismus als Aspekte einer größeren Theorie zu verstehen und brachte diese Entdeckungen im Rahmen der Elektrodynamik auf eine gemeinsame theoretische Basis.

Ohne nun zu tief in die Materie (umgangssprachlich gemeint, kein Fermionen-Witz) einsteigen zu wollen, können wir vielleicht andeuten, was der Schlüssel zu einer einheitlichen Beschreibung ist. Dies ist das *Eichprinzip*, welches besagt, dass man die Existenz äußerer Felder als ortsabhängigen Phasentransformationen der Wellenfunktion der Teilchen herleiten kann. Das Eich-Prinzip scheint dabei eine ähnlich fundamentale Rolle in der Teilchenphysik einzunehmen, wie die Lorentz-Invarianz.

Ein Problem stellt allerdings die unterschiedliche Masse der Feldquanten  $\gamma$ ,  $W^\pm$  und  $Z^0$  dar. Dies ist ein ernstes Problem, da die Eichtheorien nur masselose Feldquanten zulassen. Eichinvarianz und massive Feldquanten lassen sich zur Zeit nur mit Hilfe des bereits genannten Higgs-Mechanismus vereinbaren. Die grundlegende Idee ist, dass die schwachen Wechselwirkungen zwar „an sich“ eine unendliche Reichweite haben, allerdings durch ein Hintergrundfeld abgeschirmt werden.

Zusammenfassend kann die Theorie der vereinheitlichten elektro-schwachen Wechselwirkung außerordentliche Erfolge in der Beschreibung vorweisen. So mag sie sämtliche bis heute bekannten elektromagnetischen und schwachen Prozesse richtig zu beschreiben, einen Widerspruch zur Theorie wurde experimentell bisher nicht erbracht. Solange allerdings die Masse der Quarks, Feldquanten und Leptonen nicht befriedigend erklärt werden können, ist die Theorie der elektro-schwachen Wechselwirkung nur als vorläufig anzusehen.

Nach dem besagten Erfolg der bisherigen Vereinheitlichung lag es nahe, eine noch größere zu suchen. Diese *grand unification* sollte dann auch die starke Wechselwirkung einbeziehen. Aus der bisherigen Vereinheitlichung wissen wir, dass die  $W^\pm$ -Bosonen einen Übergang zwischen Elektronen und Neutrinos vermitteln können. Bei einer großen Vereinheitlichung müsste es entsprechende Feldquanten geben (sog. *X-Teilchen* mit Ruheenergien von  $10^{14}$  GeV (!)), die einen Übergang zwischen Quarks und Leptonen vermitteln. Dies hätte zur Folge, dass das Proton nicht mehr absolut stabil wäre, sondern in Leptonen und Mesonen zerfallen könnte - dies ist jedoch für uns Materiewesen kein Grund zur Sorge, da aufgrund der geringen Wahrscheinlichkeit eines solchen Ereignisses die Lebensdauer eines Protons auf  $10^{30}$  Jahre geschätzt wird. Dies kann man experimentell suchen, indem man schlicht VIELE Protonen untersucht, also beispielsweise  $10^{31}$  Protonen im Detektor und  $\tau_P \approx 10^{31}a$  sollte man einen Zerfall pro Jahr auffinden können. Im Moment scheint aber nichts auf eine Instabilität des Protons hinzudeuten, die experimentell ermittelte untere Lebensdauer beträgt etwa  $10^{32}$  Jahre. Damit scheint zumindest die einfachste Version der großen Vereinheitlichung ausgeschlossen, wobei die Suche nach dem Zerfall von Protonen allerdings weitergeht.

Weiterhin besteht aber das Problem der Nicht-Eingliederung der Gravitation in diese Modelle. Hierfür gibt es inzwischen weitere Ideen, so beispielsweise die *Superstring*-Modelle, welche in der *Supersymmetrie* gipfelt. Experimentelle Hinweise wie vorhergesagte skalare Leptonen und Quarks sowie fermionartige Feldquanten wurden bisher nicht festgestellt.

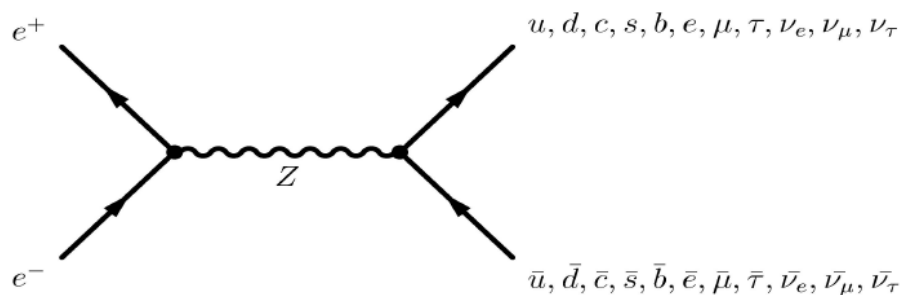
Es wird deutlich, dass auf dieser theoretischen Baustelle noch viel getan werden muss, immerhin sind weiterhin tief liegende Fragen unbeantwortet, so beispielsweise ob Neutrinos Massen besitzen. Dies hätte gravierende Auswirkung für die Suche nach Dunkler Energie oder allgemein der Frage, wo die Masse oder Energie im Universum ist, die man rechnerisch braucht, um die beobachteten Bewegungen zu vollziehen. Warum sieht das Familienmodell nicht anders aus, beispielsweise vier Familien? All diese Fragen sind Teil heutiger Forschung.

### 1.3 Jets

Ohne schon vorab auf den Aufbau eingehen zu wollen - wir werden uns mit Elektron-Positron Kollisionen beschäftigen, bei denen sogenannte *Jets* vorkommen (s. Abbildungen im Teil *Durchführung*). Bei der Vernichtung von Elektronen und Positronen entstehen häufig  $\mu^+\mu^-$ -Paare, welche leicht in einer Driftkammer nachweisbar sind. Alternativ kommen mit gleicher Wahrscheinlichkeit  $\tau^+\tau^-$ -Paare vor, welche ebenfalls leicht identifizierbar sind, obwohl das Tauon, begründet durch seine kurze Lebensdauer, bereits im Vakuum des Speicherrings zerfällt. Natürlich dürfen wir aus den oben bereits genannten Gründen nicht erwarten, einzelne Quarks von bei der Vernichtung erzeugten Paaren zu beobachten - vielmehr bildet sich (wie oben begründet) im Kraftfeld des auseinanderfliegenden Quark-Paares ein weiteres  $q\bar{q}$ -Paar. Quarks und Anti-Quarks kombinieren sich dann zu Hadronen, vorzugsweise Mesonen. Diese Hadronen folgen dann mit hohen Energien den ursprünglichen Richtungen der Quarks und bilden ein eng kollimiertes Bündel, welches man dann als Jet bezeichnet. Diese Jet-Ereignisse sind der bildhafte Beweis für die Existenz der Quarks. Ohne nun zu tief ins Detail gehen zu wollen - man kann sich vorstellen, dass das Gluonband zwischen dem primären Quark-Paar beim auseinander laufen so stark gespannt wird, dass es, anschaulich gesprochen, reißt und sich an den freien Enden wieder neue Quarks anlagern können, welche aus der Spannenergie des Bandes erzeugt werden.

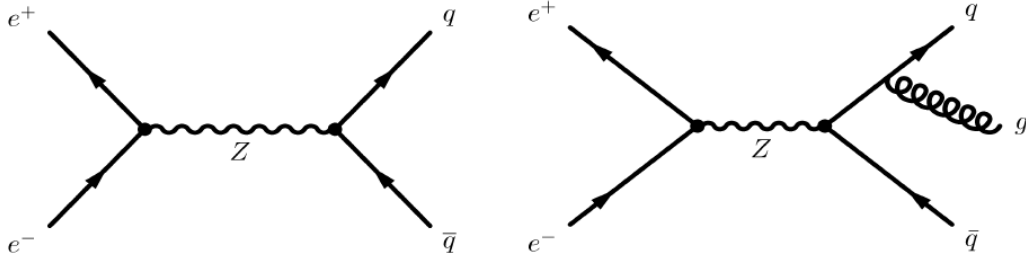
Die beschriebenen Vorgänge lassen sich sehr gut durch *Feynman-Diagramme* darstellen. Bei diesen Diagrammen wird üblicherweise die x-Achse als Zeitachse zu wählen. Dann zeichnet man Pfeile, die Teilchen beschreiben, wobei Pfeile in positive Zeitrichtung bedeuten, dass es sich um Teilchen handelt, während Pfeile in die negative Zeitrichtung Antiteilchen symbolisieren. Des Weiteren sind die Punkte, an denen sich die Linien treffen Wechselwirkungspunkte. Zum Verständnis fehlt noch die Konvention, dass die Linien, die am Rand des Diagramms enden, für real beobachtbare Teilchen stehen, während Linien innerhalb virtuelle Teilchen repräsentieren.

Mittels dieser Diagramme lässt sich nun gut das eben beschriebene visualisieren, so bedeutet das folgende Diagramm



dass die aufeinandertreffenden und sich dabei vernichtenden Elektron und Positron ein Z-Boson hervorbringen, welches kurze Zeit später dann in ein Quark-Anti-Quark-Paar oder Lepton-Anti-Lepton-Paar zerfällt. Der Zerfall in Top-Anti-Top ist nicht möglich, da die Energie des Z-Bosons dafür nicht ausreichend ist.

Es kann bei oben beschriebenen Jet-Ereignissen auch noch zu einem Abstrahlen eines Gluons kommen - in diesem Fall hat man im Gegensatz zum vorherigen 2-Jet nun ein 3-Jet-Ereignis:



Feynman-Diagramm für Z-Ereignis mit und ohne Gluonabstrahlung (Quelle: Vorbereitungshilfe)

Wie erwähnt ist die Vorzugsrichtung der entstehenden Teilchen entlang der Quarkflugrichtung. Daher sind die 3-Jets natürlich nur bei einem genügend großen Winkel zwischen Quark und Gluon auflösbar, hier würde dann eine Energiebetrachtung nötig werden - im Praktikum werden wir uns allerdings auf die rein visuelle Einordnung beschränken.

## 1.4 Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses und Anzahl der Farbladungen der starken Wechselwirkung

### 1.4.1 Verzweigungsverhältnis $R$

Das Verzweigungsverhältnis  $R$  ist das Verhältnis von hadronischer zu leptonischer Zerfallsbreite:

$$R = \frac{\Gamma_{had}}{\Gamma_{l\bar{l}}} \quad (1)$$

Da die Zerfallsbreite proportional zur Anzahl der gezählten Ereignisse ist und wir ein Verhältnis zweier Zerfallsbreiten bestimmen wollen, genügt es, lediglich die Anzahl der hadronischen Ereignisse mit der der leptonischen ins Verhältnis zu setzen.  $R$  berechnet sich also mit:

$$R = \frac{N_{had}}{N_{l\bar{l}}} \quad (2)$$

Es besteht allerdings das Problem, dass es ja drei Familien von leptonischen Ereignissen gibt, und somit nicht klar ist, was denn nun als „Anzahl“ der leptonischen Ereignisse insgesamt zählen soll. In diesem Fall soll Leptonuniversalität angenommen werden, d.h. die leptonische Zerfallsbreite wird als Mittelwert der Zerfallsbreiten der drei Familien angenommen:

$$\Gamma_{l\bar{l}} = \frac{\Gamma_{e\bar{e}} + \Gamma_{\mu\bar{\mu}} + \Gamma_{\tau\bar{\tau}}}{3} \quad (3)$$

Dementsprechend gilt für die Anzahl leptonischer Ereignisse:

$$N_{l\bar{l}} = \frac{N_{e\bar{e}} + N_{\mu\bar{\mu}} + N_{\tau\bar{\tau}}}{3} \quad (4)$$

Die Anzahl  $N_{had}$  der hadronischen Ereignisse dagegen ist die Summe *aller* Jet-Ereignisse.

### 1.4.2 Überprüfung der Leptonuniversalität

Die Näherung in 1.4.1 ist wie gesagt nur bei Leptonuniversalität gerechtfertigt. Dies bedeutet, dass die Zerfallsbreite bzw. die Anzahl der drei leptonischen Ereignisse in etwa gleich groß ist, dass also gilt:

$$\Gamma_{e\bar{e}} = \Gamma_{\mu\bar{\mu}} = \Gamma_{\tau\bar{\tau}} \quad (5)$$

$$\Leftrightarrow N_{e\bar{e}} = N_{\mu\bar{\mu}} = N_{\tau\bar{\tau}} \quad (6)$$

Dies soll in der Auswertung überprüft werden. Da die Kopplungskonstanten für alle Leptonen gleich sind und deren Massen im Vergleich zur Masse des Z-Bosons vernachlässigt werden kann, sollte diese Näherung tatsächlich gelten.

### 1.4.3 Anzahl $N_C$ der Farbladungen

In der Vorbereitungshilfe ist der Zusammenhang zwischen hadronischer Zerfallsbreite  $\Gamma_{had}$  und der Anzahl  $N_C$  der Farbladungen gegeben:

$$\Gamma_{had} = N_C \cdot \left( N_u \cdot \Gamma_{u\bar{u}}^{SM} + N_d \cdot \Gamma_{d\bar{d}}^{SM} \right) \quad (7)$$

Die verschiedenen Größen im Einzelnen:

- $\Gamma_{u\bar{u}}^{SM} = 98,88 \text{ MeV}$ : partielle Breite der Up-Quarks
- $\Gamma_{d\bar{d}}^{SM} = 127,48 \text{ MeV}$ : partielle Breite der Down-Quarks
- $N_u = 2$ : Anzahl der Up-Quarks, in die das Z-Boson zerfallen kann
- $N_d = 3$ : Anzahl der Down-Quarks, in die das Z-Boson zerfallen kann

(7) aufgelöst nach  $N_C$  ergibt:

$$N_C = \frac{\Gamma_{had}}{\left( N_u \cdot \Gamma_{u\bar{u}}^{SM} + N_d \cdot \Gamma_{d\bar{d}}^{SM} \right)} \quad (8)$$

Die einzige noch unbekannte Größe in dieser Gleichung ist  $\Gamma_{had}$ . Da wir allerdings in 1.4.1 das Verzweigungsverhältnis  $R$  bereits bestimmt haben, lässt sich mit Formel (1)  $\Gamma_{had}$  berechnen:

$$\Gamma_{had} = R \cdot \Gamma_{l\bar{l}} \quad (9)$$

Die letzte noch fehlende Größe,  $\Gamma_{l\bar{l}}^{SM}$ , ist nämlich ebenfalls in der Vorbereitungshilfe genannt:

$\Gamma_{l\bar{l}}^{SM} = 83,83 \text{ MeV}$ , so dass wir alle Zahlenwerte zur Verfügung haben, um  $N_C$  wie folgt zu berechnen:

$$N_C = \frac{R \cdot \Gamma_{l\bar{l}}^{SM}}{\left( N_u \cdot \Gamma_{u\bar{u}}^{SM} + N_d \cdot \Gamma_{d\bar{d}}^{SM} \right)} \quad (10)$$

Wir erwarten einen Wert in der Größenordnung von  $N_C = 3$ .

### 1.4.4 Anzahl der benötigten Scans

Nach Aufgabenstellung sollen so viele Ereignisse gesannt werden, dass  $R$  auf 15% genau bestimmt wird. Wann ist dies aber der Fall?

Ergebnis der Überlegungen in 1.4.1 ist folgende Formel zur Berechnung des Verzweigungsverhältnisses:

$$R = \frac{N_{had} \cdot 3}{N_{e\bar{e}} + N_{\mu\bar{\mu}} + N_{\tau\bar{\tau}}} \quad (11)$$

In diesen Wert gehen natürlich die Unsicherheiten der Ausgangsgrößen ein. Allgemein lautet die Formel der Gauß'schen Fehlerfortpflanzung für eine Funktion  $f(x, y)$ :

$$\sigma_f = \sqrt{\sigma_x^2 \left( \frac{\partial f}{\partial x} \right)^2 + \sigma_y^2 \left( \frac{\partial f}{\partial y} \right)^2} \quad (12)$$

Die Unsicherheit von  $R$  beträgt also:

$$\sigma_R = \sqrt{\sigma_{N_{had}}^2 \left( \frac{\partial R}{\partial N_{had}} \right)^2 + \sigma_{N_{e\bar{e}}}^2 \left( \frac{\partial R}{\partial N_{e\bar{e}}} \right)^2 + \sigma_{N_{\mu\bar{\mu}}}^2 \left( \frac{\partial R}{\partial N_{\mu\bar{\mu}}} \right)^2 + \sigma_{N_{\tau\bar{\tau}}}^2 \left( \frac{\partial R}{\partial N_{\tau\bar{\tau}}} \right)^2} \quad (13)$$

$$= \sqrt{\sigma_{N_{had}}^2 \left( \frac{3}{N_{e\bar{e}} + N_{\mu\bar{\mu}} + N_{\tau\bar{\tau}}} \right)^2 + \left( \sigma_{N_{e\bar{e}}}^2 + \sigma_{N_{\mu\bar{\mu}}}^2 + \sigma_{N_{\tau\bar{\tau}}}^2 \right) \cdot \left( \frac{N_{had} \cdot 3}{(N_{e\bar{e}} + N_{\mu\bar{\mu}} + N_{\tau\bar{\tau}})^2} \right)^2} \quad (14)$$

$$\approx \frac{N_{had} \cdot 3}{(N_{e\bar{e}} + N_{\mu\bar{\mu}} + N_{\tau\bar{\tau}})^2} \cdot \sqrt{\sigma_{N_{e\bar{e}}}^2 + \sigma_{N_{\mu\bar{\mu}}}^2 + \sigma_{N_{\tau\bar{\tau}}}^2} \quad (15)$$

In diese Rechnung ist die Näherung  $\sigma_{N_{had}} \ll \sigma_{N_{x\bar{x}}}$  eingegangen, die gerechtfertigt ist, da wir bei hadronischen Ereignissen aufgrund der vielen Spuren von einem deutlich kleineren Fehler ausgehen können. Der relative Fehler beträgt also:

$$\frac{\sigma_R}{R} = \frac{1}{N_{e\bar{e}} + N_{\mu\bar{\mu}} + N_{\tau\bar{\tau}}} \cdot \sqrt{\sigma_{N_{e\bar{e}}}^2 + \sigma_{N_{\mu\bar{\mu}}}^2 + \sigma_{N_{\tau\bar{\tau}}}^2} \quad (16)$$

Nimmt man an, dass  $N_{x\bar{x}}$  poissonverteilt ist, so gilt:  $\sigma_{N_{x\bar{x}}} = \sqrt{N_{x\bar{x}}}$ . (16) wird also zu:

$$\frac{\sigma_R}{R} = \frac{1}{\sqrt{N_{e\bar{e}} + N_{\mu\bar{\mu}} + N_{\tau\bar{\tau}}}} \quad (17)$$

Dieser Fehler soll  $\leq 15\%$  sein, d.h.:

$$N_{e\bar{e}} + N_{\mu\bar{\mu}} + N_{\tau\bar{\tau}} \geq \left(\frac{1}{0,15}\right)^2 \quad (18)$$

$$\Leftrightarrow N_{e\bar{e}} + N_{\mu\bar{\mu}} + N_{\tau\bar{\tau}} \geq 45 \quad (19)$$

Die Gesamtzahl der gemessenen leptonischen Ereignisse muss also 45 Übersteigen, um  $R$  mit der geforderten Genauigkeit bestimmt zu haben. Im Versuch sollen zunächst 100 Ereignisse gescannt werden - dann ist die Entscheidung möglich, wie viele Scans insgesamt vorgenommen werden sollen, um auf ungefähr 45 Leptonen-Ereignisse zu kommen.

## 1.5 Kopplungskonstante $\alpha_S$ der starken Wechselwirkung

Alle hadronischen Ereignisse mit mehr als zwei Jets sollen für die nun folgende Bestimmung der Kopplungskonstanten  $\alpha_S$  der starken Wechselwirkung herangezogen werden. Grundlage für die Berechnung ist folgende Formel, die in der Vorbereitungshilfe genannt wurde:

$$R_3 = \frac{N_3}{N_{had}} \approx C \cdot \alpha_S \quad (20)$$

Formt man (20) um, so ergibt sich für die gesuchte Größe:

$$\alpha_S \approx \frac{N_3}{N_{had} \cdot C} \quad (21)$$

- $N_3$ : Anzahl der 3- und Mehr-Jet-Ereignisse
- $N_{had}$ : Gesamtzahl der hadronischen Ereignisse
- $C = 2,72$ : Konstante, bekannt aus der Vorbereitungshilfe

Der Literaturwert für  $\alpha_S$  beträgt  $\alpha_S = 0,119$ .

## 1.6 Anzahl $N_V$ der Neutrinofamilien

### 1.6.1 Totale Breite $\Gamma_{tot}$

Zunächst ist die totale Breite  $\Gamma_{tot}$  der z-Resonanz zu bestimmen. Diese erhält man aus der in der Vorbereitungshilfe gegebenen Formel für den Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{had}$ :

$$\sigma_{had} = \frac{12 \cdot \pi \cdot \Gamma_{\bar{l}l} \cdot \Gamma_{had}}{m_Z^2 \cdot \Gamma_{tot}^2} \quad (22)$$

$$\Rightarrow \Gamma_{tot} = \sqrt{\frac{12 \cdot \pi \cdot \Gamma_{\bar{l}l} \cdot \Gamma_{had}}{m_Z^2 \cdot \sigma_{had}}} \quad (23)$$

Formel (23) muss nun modifiziert werden, da der Wirkungsquerschnitt sich aufgrund der Abstrahlung von Photonen um 26,3% verkleinert, also:

$$\Gamma_{tot} = \sqrt{\frac{12 \cdot \pi \cdot \Gamma_{\bar{l}l} \cdot \Gamma_{had}}{m_Z^2 \cdot \frac{\sigma_{had}}{0,737}}} \quad (24)$$

Die einzelnen Variablen dieser Gleichung sind bekannt bzw. können wie folgt bestimmt werden:

- $\Gamma_{\bar{l}l} = 83,83 \text{ MeV}$ : gegeben in der Aufgabenstellung zu Aufgabe 1
- $\Gamma_{had} = R \cdot \Gamma_{\bar{l}l}$ : Da  $R$  in Aufgabe 1 berechnet wurde, lässt sich somit  $\Gamma_{had}$  ebenfalls bestimmen
- $m_Z = 91,187 \text{ GeV}$ : gegeben in der Vorbereitungshilfe
- $\sigma_{had}$ : lässt sich aus der Formel

$$N_{had} = L \cdot \sigma_{had} \Rightarrow \sigma_{had} = \frac{N_{had}}{L} \quad (25)$$

bestimmen, da die Luminosität  $L = 28,48 \text{ nb}^{-1}$  (für 1000 Ereignisse!) gegeben ist und die Anzahl  $N_{had}$  der hadronischen Ereignisse in Aufgabe 1 gemessen wurde.

### 1.6.2 Breite der unsichtbaren Neutrinozerfälle $\Gamma_{inv}$

Da sich die totale Breite der z-Resonanz aus den partiellen Breiten zusammensetzt ( $\Gamma_{tot} = \Gamma_{had} + 3 \cdot \Gamma_{\bar{l}l} + N_V \cdot \Gamma_{\nu\nu}$ ), gilt für die Breite  $\Gamma_{inv}$  der unsichtbaren Neutrinozerfälle:

$$\Gamma_{inv} = \Gamma_{tot} - \Gamma_{had} - 3 \cdot \Gamma_{\bar{l}l} \quad (26)$$

In 1.6.1 ist bereits der Wert bzw. Rechenweg aller drei Größen benannt, so dass Einsetzen an dieser Stelle ausreicht, um  $\Gamma_{inv}$  zu bestimmen.

### 1.6.3 Anzahl $N_V$ der Neutrino generationen

In der Vorbereitungshilfe ist notiert, wie man aus dem eben berechneten  $\Gamma_{inv}$  die gesuchte Anzahl  $N_V$  der Neutrinofamilien bestimmt:

$$N_V = \frac{\Gamma_{inv}}{\Gamma_{\nu_e\nu_e}^{SM}} \quad (27)$$

- $\Gamma_{\nu_e\nu_e}^{SM} = 166,1 \text{ MeV}$

## 2 Experimenteller Aufbau

### 2.1 Einführung

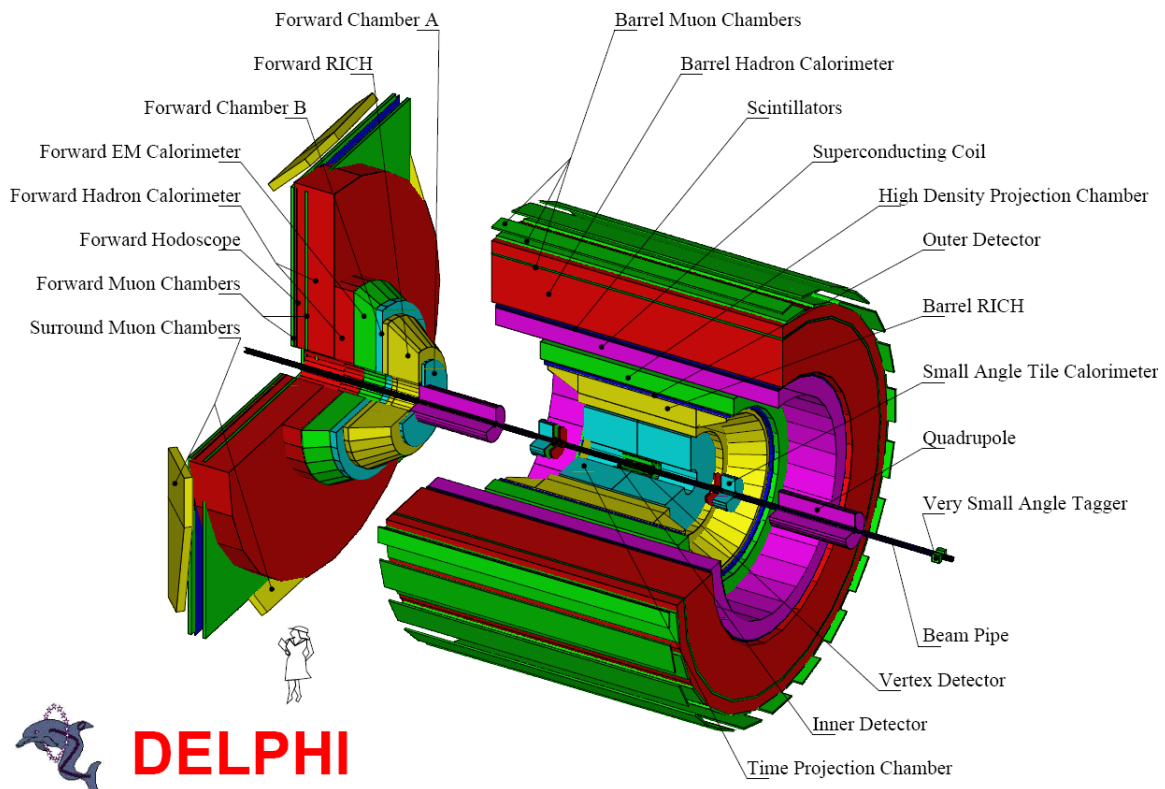
Die uns für diesen Praktikumsversuch vorliegenden experimentellen Daten stammen vom ehemals größten Beschleuniger der Welt - dem LEP (**L**arge **E**lectron **P**ositron Collider). Dieser befand sich bis vor kurzem (Ende 2000) auf dem Gelände des CERN (**C**onseil **E**uropéen pour la **R**echerche **N**ucléaire), 100 Meter unter der Erdoberfläche:



Gelände des CERN

Auf dieser Luftaufnahme (Quelle: *Physik Journal*, Ausgabe: Okt.2004) ist die Position als größerer der beiden Kreise eingezeichnet. Der Umfang dieses Kreises, also die Länge des Beschleunigers beläuft sich auf 26,7km. In ihm wurden Teilchen auf enorm hohe Energien beschleunigt, wobei als Teilchen Elektronen und das entsprechende Anti-Teilchen, das Positron, verwendet wurden. Hatten die Teilchen die nötige Energie erreicht, so wurden sie innerhalb einer der vier großen Detektoren zur Kollision, bzw. Annihilation gebracht. Die nun entstehenden und zerfallenden Produkte des Kollision wurden in verschiedenen Bereichen der Detektoren registriert.

Die Daten für unseren Versuch sind dem DELPHI (**D**etector with **L**epton, **P**hoton and **H**adron Identification)-Detektor entnommen.



Schematischer Aufbau des DELPHI-Detektors (Quelle: Homepage CERN/DELPHI)

Die vorkommenden Strahlungsenergien waren zu Beginn des Projekts etwa 50 GeV, also bei Reaktion von  $e^+e^-$  ergibt sich eine Gesamtenergie von 100 GeV. Dabei entstanden im Mittel etwa 20 bis 25 geladene Teilchen und ebensoviele Photonen. Zur Detektion und Identifikation der einzelnen Teilchenarten, muss man sehr unterschiedliche Techniken anwenden, die wir im Folgenden vorstellen möchten. Zwischen Hadron-Kalorimeter und Myonenkammer (auf die wir gleich eingehen), befand sich eine große supraleitende Spule von 6.2m Durchmesser und 7.2m Länge, welche ein axiales Magnetfeld von 1.2T erzeugte. Damit einher geht natürlich eine Ablenkung von geladenen Teilchen, wodurch man deren Impuls und Energie recht genau bestimmen kann.

## 2.2 Driftkammern

Verschiedene uns bereits bekannte Detektionstechniken haben ihre Tücken - Geiger-Zähler und Funkenkammern sind nicht in der Lage den Durchgang schneller Teilchen genau zu lokalisieren, Nebel- und Blaskammern wiederum sind nicht kontinuierlich aufnahmebereit. Ende der sechziger Jahre fand man einen besseren Weg: sehr viele im mm-Abstand gespannte Anodendrähte wirken einzeln als Proportionalzähler und erlauben eine Registrierung entstehender Trägerlawinen. In den modernen Driftkammern kann man sogar die Zeit zwischen primärem Ionisierungsakt und Lawinenankunft am Draht zur sehr genauen Lokalisierung auf wenige  $\mu\text{m}$  ausnutzen. Um eine Vorstellung von der Größenordnung zu bekommen: man umgibt das Wechselwirkungsgebiet mit mehreren Lagen solcher Drähte, was zu einem recht großen Detektorvolumen führt, die Anzahl der Drähte erreicht ein Million.

## 2.3 Elektromagnetisches Kalorimeter

Hier wurden sowohl Photonen als auch Elektronen und Positronen nachgewiesen. Für die Wechselwirkung von Photonen mit Materie sind Photo- und Compton-Effekt am wichtigsten, jedoch nur bis zu einer gewissen Energie. Darüber dominiert die Elektron-Positron-Paarzeugung. Hierbei gilt, dass sich die Intensität eines Photonen-Strahls durch Paarbildung in Materie exponentiell abschwächt, da sich immer wieder Elektron-Positron-Paare bilden, die dann durch Bremsstrahlung weitere Photonen erzeugen, welche dann wiederum neue Elektron-Positron-Paare erzeugen und so fort. Somit finden wir ein lawinenartiges Anwachsen der Teilchenzahl, was man gemeinhin als *elektromagnetischen Schauer* bezeichnet. Der Schauer bricht dann ab, wenn die Energien der Photonen unter die Grenze zur Paarbildung absinkt. Wichtig ist, dass ein solcher Schauer auch von einem Elektron oder Positron ausgelöst werden kann.

Wir misst man nun die Energie solcher Photonen? Hierfür sind *homogene Schauerzähler* geeignet, bei denen das aufschauende und das Nachweismedium identisch sind. Hierbei gibt es eine Fülle von Nachweismethoden. Beispielsweise kann man bei *inhomogenen Schauerzählern* mehrere dünne Bleiplatten zur Aufschauierung verwenden, wobei als Nachweismedium organische oder anorganische Szintillatoren dienen - hierbei wird die Energie an Kristallatome abgegeben und dann als Licht abgestrahlt, was wiederum registriert wird. Alternativ kann man auch flüssiges Argon verwenden, in dem die durch Ionisation entstandenen geladenen Teilchen auf Elektroden gesammelt werden, was dann wiederum mit ladungsempfindlichen Geräten detektiert wird.

## 2.4 Hadronenkalorimeter

Hier kommen sogenannte *hadronische Schauer* vor. Durch ein hochenergetisches Hadron kann nämlich eine Serie von unelastischen hadronischen Wechselwirkungen mit den Kernen des Absorbermaterials ausgelöst werden, was zu hadronischen Schauern führt. Als Randbemerkung sei gesagt, dass hadronische Kalorimeter sehr viel aufwendiger gebaut und massiver als elektromagnetische Schauerzähler sind. Dies begründet sich daher, dass die Energieauflösung in hadronischen Kalorimetern schlechter ist, da bei genannten unelastischen Prozessen auch (als Teil der Kette) Photonen emittiert werden, wodurch hadronische Schauer auch elektromagnetische Komponenten aufweisen. Des Weiteren sind die Fluktuationen in der Teilchenzahl bei hadronischen Schauern deutlich höher als bei elektromagnetischen. Zur Messung hadronischer Schauer werden aus Kostengründen nur inhomogene Zähler verwendet. Es eignen sich besonders Flüssigargon-Zähler mit Blei- oder Eisenplatten, wobei der Aufbau eines Hadronenkalorimeters so aussieht, dass sich Absorberplatten und Detektorebenen abwechseln.

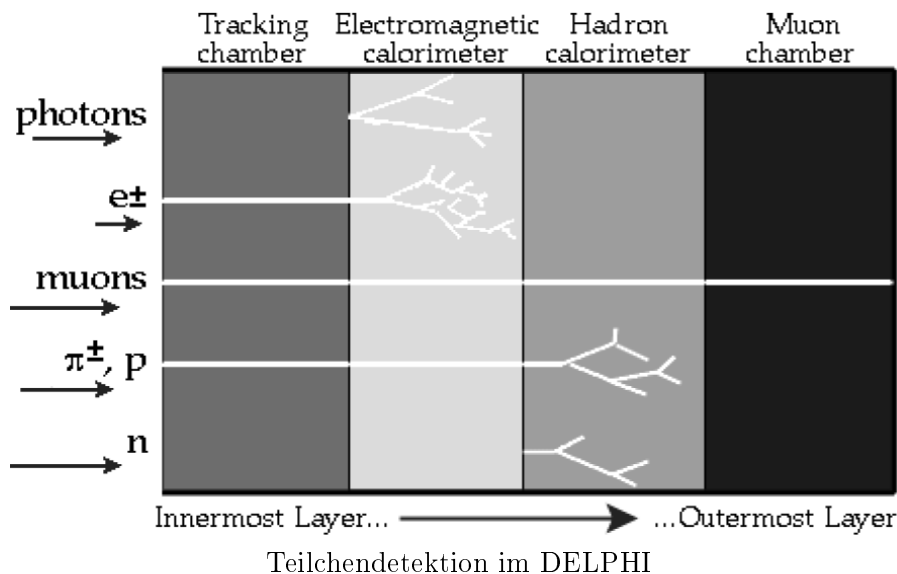
## 2.5 Myonenkammern

Schließlich befinden sich außen noch die Myonenkammern, in denen die hochenergetischen Myonen ihre Energie in Materie durch Bremsstrahlung an den Kernen verlieren. Da die Myonen ebenfalls der elektromagnetischen Wechselwirkung unterliegen, erzeugen auch sie elektromagnetische Schauer, allerdings mit der großen Einschränkung, dass ihre im Vergleich zu Elektronen deutlich höhere Masse (etwa Faktor 200) dazu führt, dass sie tiefer in Materie eindringen können und somit ihre Energie noch nicht im elektromagnetischen Kalorimeter, sondern erst in den eigens dafür konstruierten Myonenkammern verlieren.

## 2.6 Übersicht

Allerdings sind heutige Detektoren nicht in der Lage, vom Wechselwirkungsgebiet stammende Neutrinos zu detektieren. Diese sind aufgrund ihrer sehr geringen Wechselwirkung mit Materie in einem Detektor zu einem Teilchenbeschleuniger nicht nachweisbar. Um Neutrinos beobachten zu können, muss man schwere Geschütze auffahren - in der *Kamiokande* in Japan ist ein riesiger Wasserbehälter aufgebaut, in dem Lichtblitze detektiert werden, welche ab und an von mit den Atomen wechselwirkenden Neutrinos erzeugt werden. Weitere spektakuläre Experimente sind natürlich das KATRIN-Experiment am Forschungszentrum Karlsruhe und das ICE-CUBE-Experiment, in dem, analog zur Kamiokande, in einem Kubikmeter Eis mittels eingeführten Detektortrossen nach Materie-Neutrino-Wechselwirkungen gefahndet wird.

Zur Übersicht über die Teilchenarten und ihre Detektionsmöglichkeiten sei hier die Grafik aus der Vorbereitungshilfe eingefügt:



Es sei noch darauf hingewiesen, dass zur Zeit im Tunnel des nun abgebauten LEP ein neuer, enorm leistungsfähiger Beschleuniger aufgebaut ist: der LHC (**L**arge **H**adron **C**ollider). Er wird Protonen auf eine Energie von 7TeV beschleunigen können und u.a. den mit 46m Länge und 25m Höhe größten jemals gebauten Detektor besitzen (s. *Physik Journal*, Ausgabe: Dez. 2004).

### 3 Durchführung

#### 3.1 Allgemein

Auf dem PC im Praktikum stehen 1000 Z-Ereignisse, die vom Delphi-Detektor registriert wurden, zur Auswertung bereit. Das Event-Display hilft mit seinen Einstellmöglichkeiten bei der Auswertung: für eine bessere räumliche Erfassung lässt sich das Abbild der rekonstruierten Spuren drehen, vergrößern oder um schematische Darstellungen der Detektorkomponenten ergänzen, so dass eine Zuordnung der Ereignisse möglich wird.

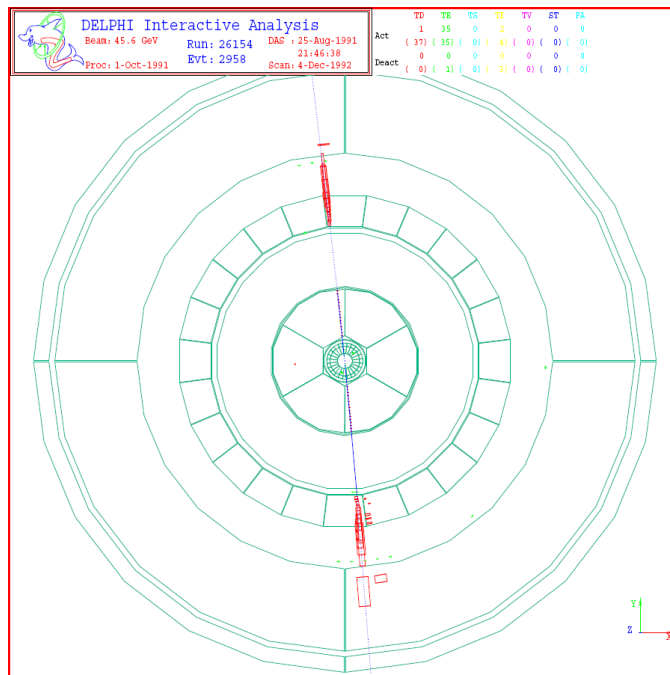
#### 3.2 Event-Klassifizierung

Bei den im Praktikumsversuch untersuchten Ereignissen ist durch Kollision ein Z-Boson entstanden, das aufgrund seiner kurzen Lebensdauer allerdings sofort zerfällt. Im DELPHI-Dektector werden dann die Zerfalls-Ereignisse registriert - diese sollen nun von uns in folgende Typen eingeordnet werden:

- hadronische Ereignisse
  - 2-Jet-Ereignisse
  - 3- und Mehr-Jet-Ereignisse
- leptonische Ereignisse
  - $e^-e^+$ -Ereignisse
  - $\mu^-\mu^+$ -Ereignisse
  - $\tau^-\tau^+$ -Ereignisse

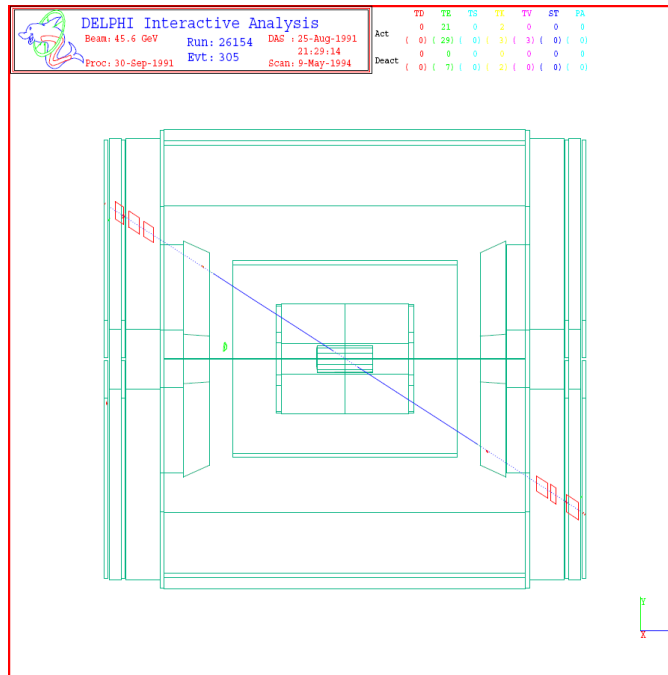
##### 3.2.1 $e^-e^+$ -Ereignisse

Bei diesem Ereignis wird ein Elektron-Positron-Paar erzeugt. Elektron und Positron fliegen in entgegengesetzte Richtungen vom zentralen Wechselwirkungspunkt weg. Die Energieabgabe erfolgt im elektromagnetischen Kalorimeter. Dementsprechend sollten wir zwei Spuren beobachten, die im Winkel von  $180^\circ$  auseinander laufen und im 3. großen konzentrischen Ring (dort sitzt das elektromagnetische Kalorimeter) enden - dort wo sich in folgender Grafik die roten Markierungen häufen:



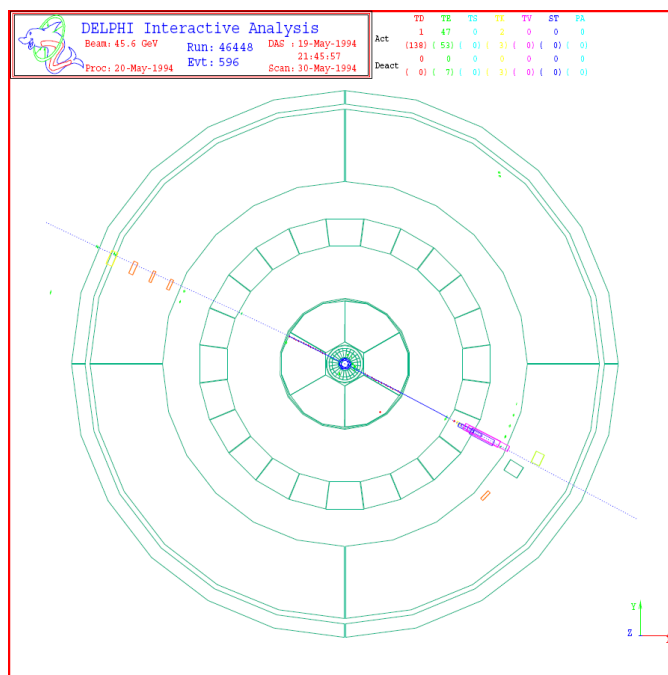
### 3.2.2 $\mu^- \mu^+$ -Ereignisse

Beim  $\mu^- \mu^+$ -Ereignis treten ebenfalls zwei Spuren auf, die im Winkel von  $180^\circ$  auseinander laufen. Myonen durchfliegen allerdings weiter als Elektron und Positron: sie durchfliegen den ganzen Detektor und werden erst ganz außen in den Myonenkammern registriert, wie man hier in der Seitenansicht sehen kann:

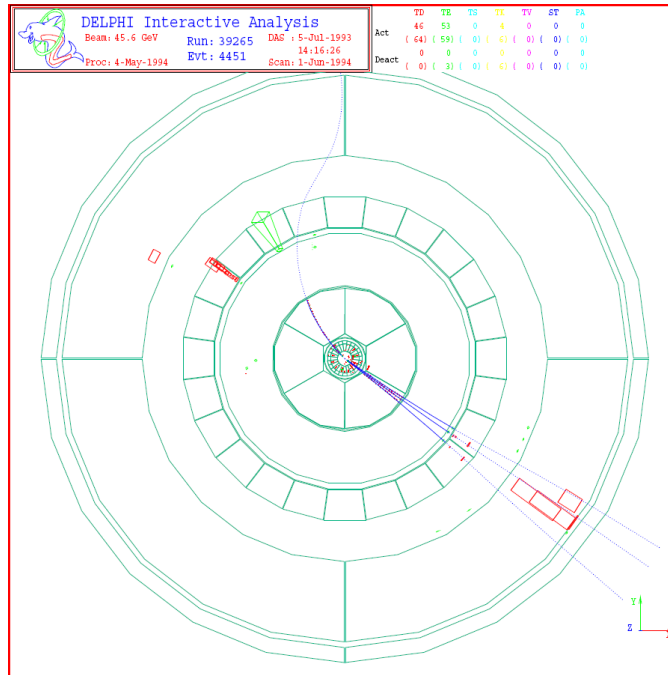


### 3.2.3 $\tau^- \tau^+$ -Ereignisse

Ereignisse dieser Art sind weitaus schwieriger zu erkennen, die  $\tau$ -Leptonen aufgrund ihrer kurzen Lebensdauer noch vor der ersten Detektorschicht zerfallen. Allerdings tritt bei  $\tau^- \tau^+$ -Ereignissen ein großer Energieverlust auf, da Neutrinos entstehen, die zwar Energie tragen, aber aufgrund ihrer geringen Wechselwirkung mit Materie nicht nachgewiesen werden können. Um ein solches Ereignis zu identifizieren, ist also auf die rekonstruierte Gesamtenergie zu achten. Ein  $\tau$ -Ereignis, in dem das eine  $\tau$  in ein Elektron (+ Neutrino) und das andere in ein Myon (+Neutrino) weiter zerfällt, sieht beispielsweise folgendermaßen aus:



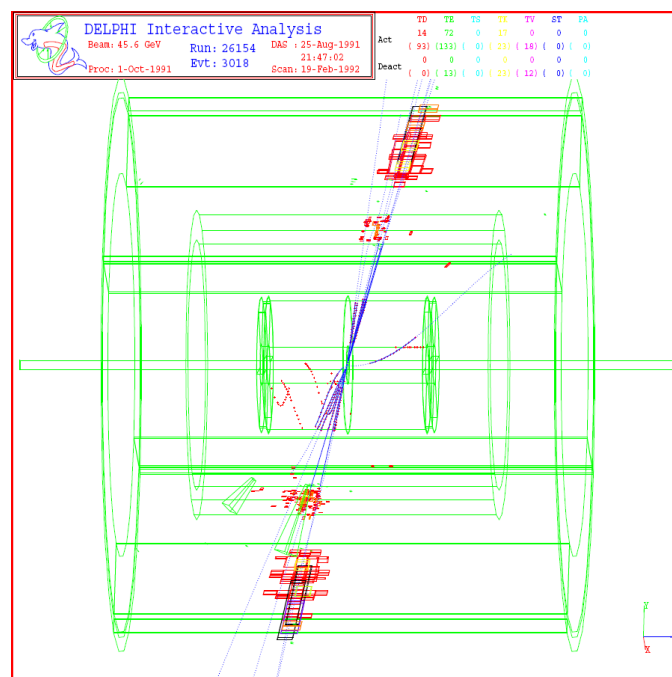
Falls die  $\tau$ -Teilchen hadronisch zerfallen, sehen wir aufgrund der geringen zur Verfügung stehenden Energie nur vereinzelte Spuren:



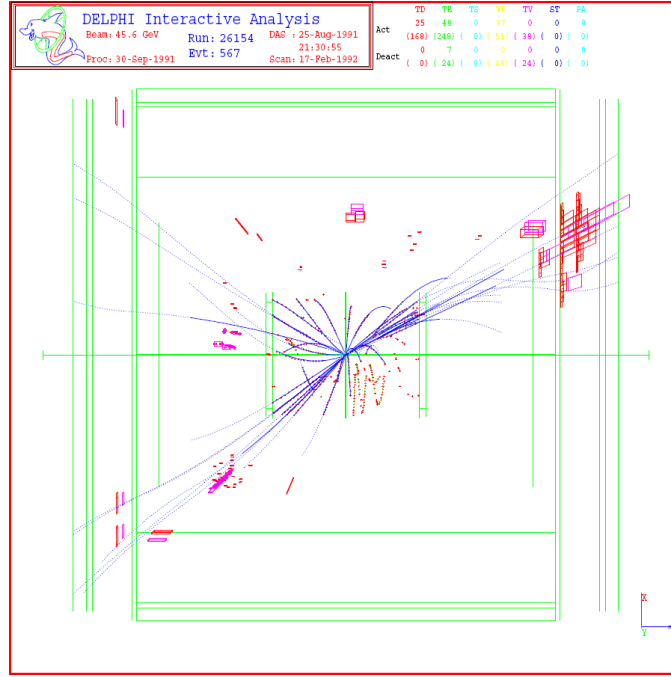
### 3.2.4 Hadronen-Ereignisse

Bei Hadronenereignissen treten 10 bis 30 Spuren auf, die i.d.R. im Hadronenkalorimeter enden (zwischen Myonenkammer und Elektronkalorimeter). Enge, energiereiche Spurbündel fasst man zu Jets zusammen, wobei es hier vor allem auf die Energie und nicht die Richtung der Spuren ankommt. Einzelne energiearme Spuren (erkennbar an starker Bahnkrümmung, falls Teilchen geladen), die nicht in Richtung eines Jets gehen, können also vernachlässigt werden. Evtl. muss das Ereignis aus verschiedenen Perspektiven betrachtet werden, um die Jets zu identifizieren.

- 2-Jet-Ereignis: Quark- Anti-Quark-Paare



- 3-Jet-Ereignis: Entstehung eines zusätzlichen Gluons



## 4 Auswertung / interpretation (engl.)

### 4.1 Branching ratio and number of colours

#### 4.1.1 Branching ratio $R$

The branching ratio  $R$  is the quotient of the hadron and the lepton decay rate:

$$R = \frac{\Gamma_{had}}{\Gamma_{\bar{l}l}} \quad (28)$$

Decay rates are proportional to the number of events, that's why we can write (28) as:

$$R = \frac{N_{had}}{N_{\bar{l}l}} \quad (29)$$

There are three families of lepton events, so  $N_{\bar{l}l}$  is not a result of our measurement. We solve this problem by taking lepton universality for granted. In this case, the lepton decay rate is the mean value of the particular decay rates:

$$\Gamma_{\bar{l}l} = \frac{\Gamma_{e\bar{e}} + \Gamma_{\mu\bar{\mu}} + \Gamma_{\tau\bar{\tau}}}{3} \quad (30)$$

If we change again from decay rates to the number of events, (30) looks like:

$$N_{\bar{l}l} = \frac{N_{e\bar{e}} + N_{\mu\bar{\mu}} + N_{\tau\bar{\tau}}}{3} \quad (31)$$

Our classification of 1000 events is resumed in the following table:

events (1=1..100, 2=101..200)	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	$\Sigma$	error $\sigma$
$N_{e\bar{e}}$	7	1	4	8	5	4	5	5	3	6	48	1,99
$N_{\mu\bar{\mu}}$	5	3	3	3	4	8	3	3	4	5	41	1,60
$N_{\tau\bar{\tau}}$	4	4	2	4	4	4	5	3	3	4	37	0,82
$N_{2-jet}$	25	33	28	24	26	28	19	33	30	24	270	4,35
$N_{3-jet}$	39	37	33	39	37	34	31	33	23	34	340	4,71
$N_{>3jets}$	20	21	29	22	24	19	35	22	36	27	255	6,10

The error is the statistical variance of the series of measurements. We do not want to discuss the systematic error deeply, because it is impossible for us to estimate systematic errors of the DELPHI experiment. But we could have classified some events wrong - especially the identification of  $\tau$ -events is not easy. It was difficult to distinguish between 2- and 3-jet-events as well, because some of the jets were not very clear.

The number  $N_{had}$  of hadron events is the sum of 2-jet, 3-jet and more-than-3-jet-events:

$$N_{had} = N_{2-jet} + N_{3-jet} + N_{>3-jet} \quad (32)$$

The formula of the error-propagation of a function  $f(x, y)$  is:

$$\sigma_f = \sqrt{\sigma_x^2 \left( \frac{\partial f}{\partial x} \right)^2 + \sigma_y^2 \left( \frac{\partial f}{\partial y} \right)^2} \quad (33)$$

That's why the variance of  $N_{had}$  can be computed like this:

$$\sigma_{N_{had}} = \sqrt{\sigma_{N_{2-jet}}^2 \left( \frac{\partial N_{had}}{\partial N_{2-jet}} \right)^2 + \sigma_{N_{3-jet}}^2 \left( \frac{\partial N_{had}}{\partial N_{3-jet}} \right)^2 + \sigma_{N_{>3-jet}}^2 \left( \frac{\partial N_{had}}{\partial N_{>3-jet}} \right)^2} \quad (34)$$

$$= \sqrt{\sigma_{N_{2-jet}}^2 (1)^2 + \sigma_{N_{3-jet}}^2 (1)^2 + \sigma_{N_{>3-jet}}^2 (1)^2} \quad (35)$$

$$= 8,85 \quad (36)$$

All together, we have:

$$N_{had} = 865 \pm 9 \quad (37)$$

Afterwards, we compute  $N_{\bar{l}l}$  with (31) and its error in the same way:

$$\sigma_{N_{\bar{l}l}} = \sqrt{\sigma_{N_{e\bar{e}}}^2 \left( \frac{\partial N_{\bar{l}l}}{\partial N_{e\bar{e}}} \right)^2 + \sigma_{N_{\mu\bar{\mu}}}^2 \left( \frac{\partial N_{\bar{l}l}}{\partial N_{\mu\bar{\mu}}} \right)^2 + \sigma_{N_{\tau\bar{\tau}}}^2 \left( \frac{\partial N_{\bar{l}l}}{\partial N_{\tau\bar{\tau}}} \right)^2} \quad (38)$$

$$= \sqrt{\sigma_{N_{e\bar{e}}}^2 \left( \frac{1}{3} \right)^2 + \sigma_{N_{\mu\bar{\mu}}}^2 \left( \frac{1}{3} \right)^2 + \sigma_{N_{\tau\bar{\tau}}}^2 \left( \frac{1}{3} \right)^2} \quad (39)$$

$$= 0,89 \quad (40)$$

Rounded we get finally:

$$N_{\bar{l}l} = 42 \pm 1 \quad (41)$$

Now we take formula (29) to compute the branching ratio  $R$  and its error:

$$R = 20,60 \quad (42)$$

$$\sigma_R = \sqrt{\sigma_{N_{had}}^2 \left( \frac{\partial R}{\partial N_{had}} \right)^2 + \sigma_{N_{\bar{l}l}}^2 \left( \frac{\partial R}{\partial N_{\bar{l}l}} \right)^2} \quad (43)$$

$$= \sqrt{\sigma_{N_{had}}^2 \left( \frac{1}{N_{\bar{l}l}} \right)^2 + \sigma_{N_{\bar{l}l}}^2 \left( \frac{-N_{had}}{N_{\bar{l}l}^2} \right)^2} \quad (44)$$

$$= 0,46 \quad (45)$$

$$\Rightarrow R = 20,60 \pm 0,49 \quad (46)$$

#### 4.1.2 Check of lepton universality

In 4.1.1, we used lepton universality which allowed us to calculate  $\Gamma_{\bar{l}l}$  and  $N_{\bar{l}l}$  with the formulas (30) and (31). Now we want to check if this was justified. We have lepton universality, if this equation is fulfilled:

$$\Gamma_{e\bar{e}} = \Gamma_{\mu\bar{\mu}} = \Gamma_{\tau\bar{\tau}} \quad (47)$$

$$\Leftrightarrow N_{e\bar{e}} = N_{\mu\bar{\mu}} = N_{\tau\bar{\tau}} \quad (48)$$

Our values (48, 41, 37) are not exactly the same, but they are almost in the same range, so we can consider lepton universality as verified.

### 4.1.3 Number of colours $N_C$

The interrelationship between the hadron decay rate  $\Gamma_{had}$  and the number of colours  $N_C$  is:

$$\Gamma_{had} = N_C \cdot \left( N_u \cdot \Gamma_{u\bar{u}}^{SM} + N_d \cdot \Gamma_{d\bar{d}}^{SM} \right) \quad (49)$$

The values of the quantities are:

- $\Gamma_{u\bar{u}}^{SM} = 98,88 \text{ MeV}$ : partial width of up-quarks
- $\Gamma_{d\bar{d}}^{SM} = 127,48 \text{ MeV}$ : partial width of down-quarks
- $N_u = 2$ : number of up-quarks
- $N_d = 3$ : number of down-quarks

By dissolving (49) to  $N_C$ , we see how to calculate the number of colours:

$$N_C = \frac{\Gamma_{had}}{\left( N_u \cdot \Gamma_{u\bar{u}}^{SM} + N_d \cdot \Gamma_{d\bar{d}}^{SM} \right)} \quad (50)$$

The only unknown quantity in this equation is  $\Gamma_{had}$ . We solve this problem by using (28) ( $\Gamma_{had} = R \cdot \Gamma_{l\bar{l}}$ ).  $R$  was calculated in 4.1.1 and  $\Gamma_{l\bar{l}}^{SM} = 83,83 \text{ MeV}$  was given in the blue book. Now we have all parameters to calculate  $N_C$ :

$$N_C = \frac{R \cdot \Gamma_{l\bar{l}}^{SM}}{\left( N_u \cdot \Gamma_{u\bar{u}}^{SM} + N_d \cdot \Gamma_{d\bar{d}}^{SM} \right)} = 2,98 \pm 0,07 \quad (51)$$

The error is the propagation of  $\sigma_R$ . Our  $N_C$ -value is almost exact  $N_C = 3$ , the value we expected.

### 4.1.4 Number of required scans

One task was to calculate the number of required scans to get the error of  $R$  better than 15%. We did that in the german part of this article, at 1.4.4. Because we examined all 1000 scans at the computer, this is no longer up to date.

## 4.2 Coupling constant $\alpha_S$ of the strong interaction

We want to calculate the coupling constant  $\alpha_S$  with the number of hadron events with more than two jets  $N_3$ . Basis of this exercise is the following equation:

$$R_3 = \frac{N_3}{N_{had}} \approx C \cdot \alpha_S \quad (52)$$

Dissolving (52), you get:

$$\alpha_S \approx \frac{N_3}{N_{had} \cdot C} \quad (53)$$

- $N_3 = 595 \pm 8$ : number of 3- and >3-jet-events
- $N_{had} = 865 \pm 9$ : number of hadron events (all together)
- $C = 2,72$ : constant, given in the blue book

The error-computation of (53) is:

$$\sigma_{\alpha_S} = \sqrt{\sigma_{N_3}^2 \left( \frac{\partial \alpha_S}{\partial N_3} \right)^2 + \sigma_{N_{had}}^2 \left( \frac{\partial \alpha_S}{\partial N_{had}} \right)^2} \quad (54)$$

$$= \sqrt{\sigma_{N_3}^2 \left( \frac{1}{N_{had} \cdot C} \right)^2 + \sigma_{N_{had}}^2 \left( \frac{-N_3}{N_{had}^2 \cdot C} \right)^2} \quad (55)$$

$$= 0,253 \pm 0,004 \quad (56)$$

This is above the double of the expected literature-value  $\alpha_S = 0,119$ . An explanation for the big difference between our measurement and the reality might be the classification in 2- or 3-jet-events which is difficult. We classified too many jets as 3-jet-events, because it was often not clear if a 3rd jet is a real „jet“ or just a small sideline, in result we have this big systematic error.

### 4.3 Number of neutrino families $N_V$

#### 4.3.1 Total width $\Gamma_{tot}$

The cross section  $\sigma_{had}$  for  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$  is:

$$\sigma_{had} = \frac{12 \cdot \pi \cdot \Gamma_{\bar{l}l} \cdot \Gamma_{had}}{m_Z^2 \cdot \Gamma_{tot}^2} \quad (57)$$

By dissolving (57) to  $\Gamma_{tot}$ , we get an expression for the total width:

$$\Gamma_{tot} = \sqrt{\frac{12 \cdot \pi \cdot \Gamma_{\bar{l}l} \cdot \Gamma_{had}}{m_Z^2 \cdot \sigma_{had}}} \quad (58)$$

The cross section  $\sigma_{had}$  decreases by 26,3% because of the radiation of photons. That's why formula (58) has to be modified:

$$\Gamma_{tot} = \sqrt{\frac{12 \cdot \pi \cdot \Gamma_{\bar{l}l} \cdot \Gamma_{had}}{m_Z^2 \cdot \frac{\sigma_{had}}{0,737}}} \quad (59)$$

The parameters in detail:

- $\Gamma_{\bar{l}l} = 83,83 \text{ MeV}$
- $\Gamma_{had} = R \cdot \Gamma_{\bar{l}l} = (1726 \pm 41) \text{ MeV}$
- $m_Z = 91,187 \text{ GeV}$
- $\sigma_{had}$ : can be calculated by:

$$N_{had} = L \cdot \sigma_{had} \Rightarrow \sigma_{had} = \frac{N_{had}}{L} = (30,4 \pm 0,3) \text{ nb} \quad (60)$$

- $L$  is the luminosity, the value is  $L = 28,48 \text{ nb}^{-1}$  (for 1000 events).

After inserting all the values and changing the unit to  $\text{MeV}$ , the total width  $\Gamma_{tot}$  is:

$$\Gamma_{tot} = (2492 \pm 32) \text{ MeV} \quad (61)$$

The variance is the propagation of the  $\sigma_R$  and the  $\sigma_{N_{had}}$ -error [formula (33), but a bit too complicated to write it down here].

#### 4.3.2 Width of invisible neutrino decays $\Gamma_{inv}$

The total width of the z-resonance is the sum of the partial widths:  $\Gamma_{tot} = \Gamma_{had} + 3 \cdot \Gamma_{\bar{l}l} + N_V \cdot \Gamma_{\nu\nu}$ . The width of the invisible neutrino decays is therefore:

$$\Gamma_{inv} = \Gamma_{tot} - \Gamma_{had} - 3 \cdot \Gamma_{\bar{l}l} = 514 \text{ MeV} \quad (62)$$

$\Gamma_{tot}$  and  $\Gamma_{had}$  are self-measured, so we are not allowed to ignore their errors:

$$\sigma_{\Gamma_{inv}} = \sqrt{\sigma_{\Gamma_{tot}}^2 \left( \frac{\partial \Gamma_{inv}}{\partial \Gamma_{tot}} \right)^2 + \sigma_{\Gamma_{had}}^2 \left( \frac{\partial \Gamma_{inv}}{\partial \Gamma_{had}} \right)^2} \quad (63)$$

$$= \sqrt{\sigma_{\Gamma_{tot}}^2 + \sigma_{\Gamma_{had}}^2} \quad (64)$$

$$= 52 \text{ MeV} \quad (65)$$

$$\Rightarrow \Gamma_{inv} = (514 \pm 52) \text{ MeV} \quad (66)$$

### 4.3.3 Number of neutrino families $N_V$

The blue book gives us the following relation between  $N_V$  and  $\Gamma_{inv}$ :

$$N_V = \frac{\Gamma_{inv}}{\Gamma_{\nu_e\nu_e}^{SM}} \quad (67)$$

- $\Gamma_{\nu_e\nu_e}^{SM} = 166,1 \text{ MeV}$

The result is:

$$N_V = 3,10 \pm 0,31 \quad (68)$$

This indicates the existence of three neutrino families, because 3,0 is still in the range of our fault tolerance.