

Abbildung 6.6: Links: Form des QCD-Potentials wie es sich aus der Analyse der Bindungszustände schwerer Quarks ergibt (coulomb-artiges Potential bei kleinen Abständen, linear anwachsendes Potential bei großen Abständen). Rechts: Vergleich der Farbkraft mit der elektromagnetische Kraft als Funktion des Abstandes der entsprechenden Elementarladungen. Eingezeichnet ist die Größe einiger  $c\bar{c}$ - und  $b\bar{b}$ -Zustände (aus Spektrum der Wissenschaft).

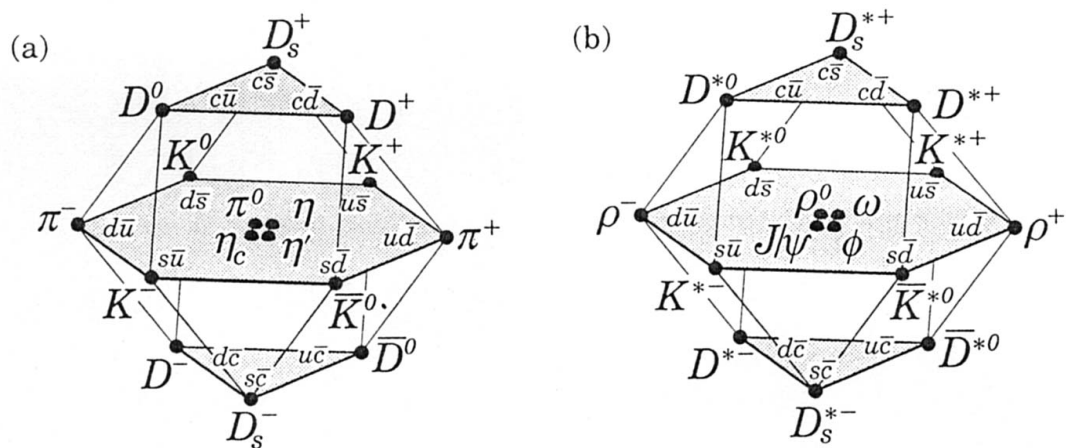


Abbildung 6.7: Multipletts der (a) pseudoskalaren und (b) Vektormesonen, die aus  $u$ -,  $d$ -,  $s$ -,  $c$ -Quarks aufgebaut sind.

## 6.2 Die dritte Fermionen-Familie

### 6.2.1 Die Entdeckung des Tau-Leptons

Kurz nach der Entdeckung des Charm-Quarks wurde 1975 in  $e^+e^-$ -Kollisionen bei SPEAR das  $\tau$ -Lepton in der folgenden Reaktion (und der mit vertauschten Ladungen im Endzustand) entdeckt (Abb. 6.8):

$$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow e^+\nu_e\bar{\nu}_\tau \quad \mu^-\bar{\nu}_\mu\nu_\tau \quad (6.12)$$

Die Beobachtung von 2 unterschiedlichen Leptonen ( $e^+\mu^-$ ) und eine Impuls-Energie-Bilanz, die auf fehlende Teilchen hinwies, war eine sehr klare Signatur, daß ein neues, schweres Lepton gefunden wurde (Masse: 1777 MeV, also etwa 3500 mal schwerer als das Elektron).

In der Folge haben umfangreiche Experimente gezeigt, daß das  $\tau$  mit seinem Neutrino ein 'sequentielles' Lepton ist, das heißt, es verhält sich genauso wie die leichteren Leptonen Elektron und Myon. Insbesondere gibt es eine eigene  $\tau$ -Lepton-quantenzahl und die Universalität der schwachen Wechselwirkung gilt auch hier.

Aufgrund seiner relativ hohen Masse kann das  $\tau$ -Lepton auch in Hadronen über die drei leichtesten Quarks  $u$ ,  $d$ ,  $s$  zerfallen. Die Endzustände bestehen dann aus Pionen und Kaonen. Ein typisches  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$  - Ereignis ist in Abb. 6.9 links gezeigt: ein  $\tau$  zerfällt in 3 Pionen, das andere in ein Lepton (Elektron oder Myon). Eine solche '1-3-Topologie' mit einem identifizierten Lepton kann sehr gut von 2-Jet-Ereignissen unterschieden werden.

Die Lepton-Universalität bedeutet, daß das  $\tau$ -Lepton über  $W$ -Austausch an die fundamentalen Fermionen-Dubletts mit universeller Stärke koppelt:

$$\begin{array}{c} \tau^- \\ \longrightarrow \\ \text{---} \bullet \text{---} \nu_\tau \\ \quad \swarrow \\ \quad W^- \\ \quad \searrow \quad \nearrow \\ \quad \left( \begin{array}{c} f \\ \bar{f} \end{array} \right) = \left( \begin{array}{c} e^- \\ \bar{\nu}_e \end{array} \right), \left( \begin{array}{c} \mu^- \\ \bar{\nu}_\mu \end{array} \right), \left( \begin{array}{c} d \cos \theta_C + s \sin \theta_C \\ \bar{u} \end{array} \right) \end{array}$$

Universell ist nicht nur die Kopplungsstärke sondern auch die Kopplungsstruktur, die durch den  $W$ -Austausch vermittelt wird. Das  $W$ -Boson tritt sowohl als Vektor ( $J^P = 1^-$ ) als auch als Axialvektor ( $J^P = 1^+$ ) auf, im Gegensatz zum Photon, das nur als Vektor auftritt. Während wir also gesehen haben, daß das Photon bevorzugt in Vektorteilchen wie  $\rho$ ,  $\omega$ ,  $\phi$ ,  $J/\psi$ , ... übergeht ('Vektormesondominanz-Modell', VDM), koppelt das  $W$  sowohl an Vektor- als auch an Axialvektorteilchen. So ist zum Beispiel das Massenspektrum von zwei Pionen im  $\tau$ -Zerfall von der  $\rho$ -Resonanz ( $J^P = 1^-$ ) und das Spektrum von drei Pionen von der  $a_1(1260)$ -Resonanz ( $J^P = 1^+$ ) dominiert (Abb. 6.9 rechts).

Das  $\tau$ -Lepton ist damit sozusagen der Einstieg in die dritte Fermionenfamilie gewesen und man erwartete die Entdeckung der entsprechenden Quarks ( $t$ ,  $b$ ) mit neuen Flavour-Quantenzahlen Bottom ( $Q = -1/3$ ) und Top ( $Q = 2/3$ ).

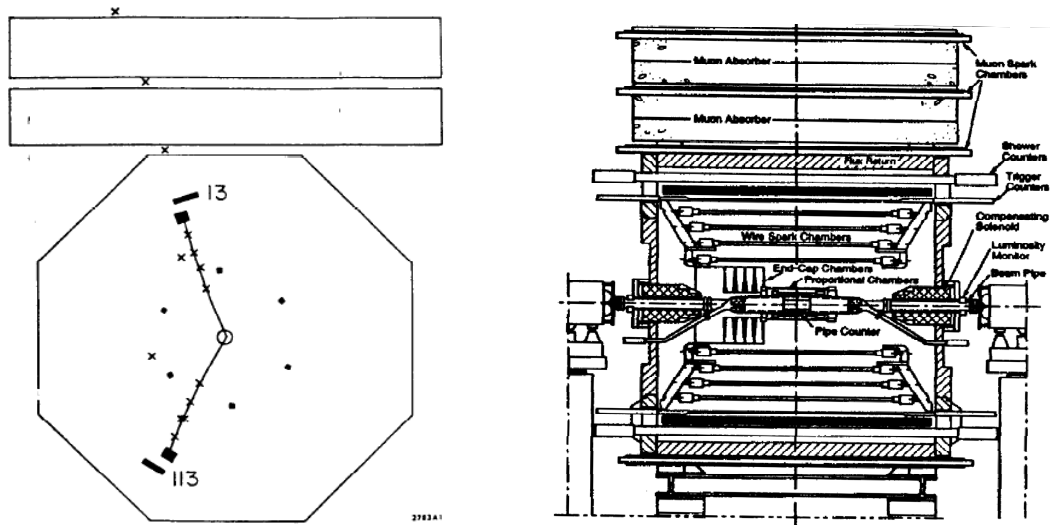


Abbildung 6.8: Links: Entdeckung des  $\tau$ -Leptons in  $e\mu$ -Ereignissen beobachtet mit dem Detektor Mark I am  $e^+e^-$ -Speicherring SPEAR. Rechts der Detektor Mark I.

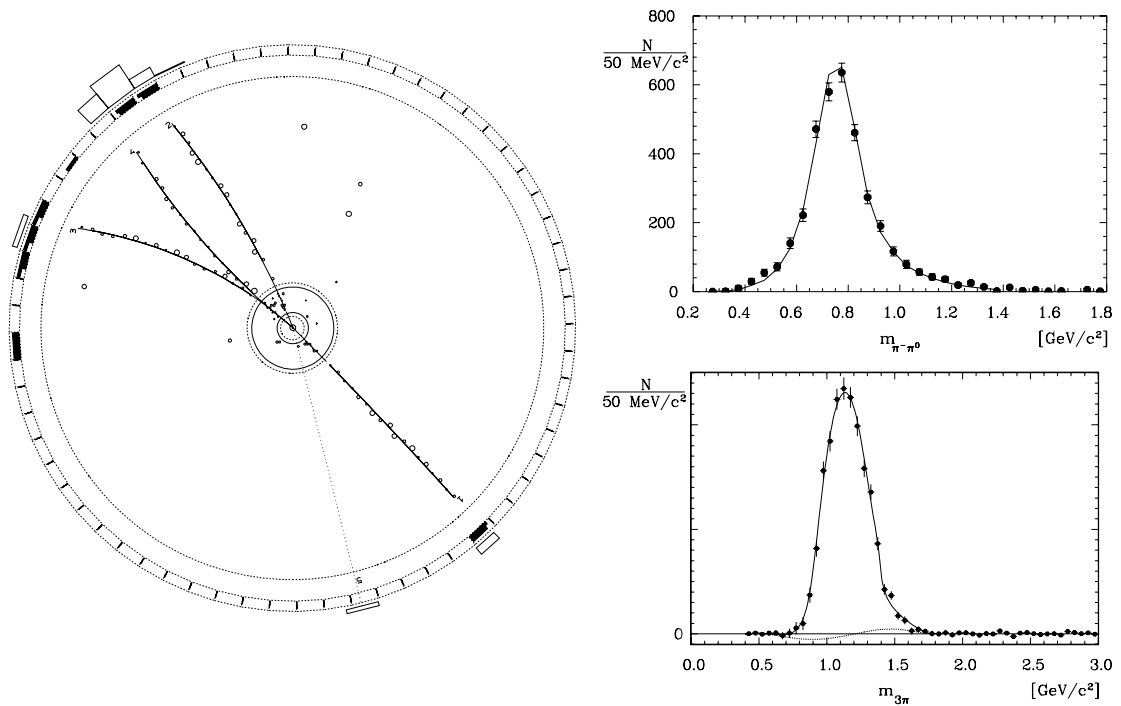


Abbildung 6.9: Ein typisches Ereignis  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$  mit 1-3-Topologie (links) und Massenspektren von zwei und drei Pionen in  $\tau$ -Zerfällen  $\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^0\nu_\tau$  und  $\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$  (rechts). Die Spektren werden sehr gut durch die theoretischen Kurven für die  $\rho$ - beziehungsweise  $a_1(1260)$ -Resonanz beschrieben (ARGUS-Experiment).

### 6.2.2 Bottom

Die Bottom-Flavour (auch Beauty genannt) ist 1977 am Fermi-Lab (USA) von L. Lederman et al. in ähnlicher Weise, wie S. Ting Charm gefunden hatte, entdeckt worden :

$$p + \text{Kern} \rightarrow \mu^+ \mu^- + X \quad (6.13)$$

In dem invarianten  $\mu^+ \mu^-$ -Massenspektrum wurden das Meson  $\Upsilon(1s)$ , der niedrigste  $b\bar{b}$  Vektorzustand, und höhere Zustände gesehen (Abb. 6.10). In der Folge wurde die Physik des Bottom-Quarks vor allem in  $e^+e^-$ -Speicherringen (bei DESY: ARGUS-Experiment am Speicherring DORIS) studiert. Das Spektrum der Vektormesonenzustände ist in Abb. 6.11 gezeigt.

Die vierte radiale Anregung,  $\Upsilon(4s)$ , liegt knapp über der Schwelle für die Produktion von Mesonpaaren mit offener Bottom-Flavour. Diese Resonanz zerfällt fast ausschließlich in die leichtesten (pseudoskalaren) Bottom-Mesonen:

$$\begin{aligned} \Upsilon(4s) &\rightarrow B^0 \bar{B}^0 \\ \Upsilon(4s) &\rightarrow B^+ B^- \end{aligned}$$

In den USA und in Japan werden sogenannte ‘B-Fabriken’ betrieben, das sind Elektron-Positron-Speicherringe, mit denen auf der  $\Upsilon(4s)$ -Resonanz  $B\bar{B}$ -Ereignisse erzeugt werden, um nach CP-Verletzung in Bottom-Systemen zu suchen.

Die  $B^0$ - und  $\bar{B}^0$ -Mesonen sind den neutralen Kaonen sehr ähnlich, insbesondere können auch die neutralen  $B$ -Mesonen ineinander übergehen. Oszillationen im  $B^0 \bar{B}^0$ -System sind von dem ARGUS-Experiment 1987 entdeckt worden (Abb. 6.12). Für die Messung der CP-Verletzung will man CP-Eigenzustände nutzen, in die sowohl das  $B^0$  als auch das  $\bar{B}^0$  zerfallen kann. Der sogenannte ‘goldene Kanal’ ist:

$$B^0 (\bar{B}^0) \rightarrow J/\psi K_s^0 \rightarrow l^+ l^- \pi^+ \pi^- \quad (6.14)$$

Das  $J/\psi$  zerfällt in ein Leptonpaar  $l^+ l^-$  und das  $K_s^0$  in ein Pionpaar. Wenn man die Bottom-Quantenzahl des assoziiert produzierten Beauty-Teilchens bestimmt und eine Asymmetrie in der Häufigkeit von  $b$  und  $\bar{b}$  feststellt, hat man CP-Verletzung beobachtet.

### 6.2.3 Top

Der Anstieg des Wirkungsquerschnittes für  $e^+e^- \rightarrow$  Hadronen (Abb. 5.16) oberhalb der  $\Upsilon$ -Resonanzen ( $\Delta R = 1/3$ ) zeigt, daß der Betrag der Ladung des Bottom-Quarks  $1/3$  ist. Damit konnte man kaum noch daran zweifeln, daß es ein sechstes Quark mit einer neuen Flavour-Quantenzahl Top (oder Truth) und einer Ladung  $2/3$  gibt. Das Top-Quark  $t$  ist schließlich nach langem Suchen bei einer ursprünglich unerwartet hohen Masse von etwa 171 GeV (PDG-Review 2007) gefunden worden. Der einzige zur Zeit existierende Beschleuniger, mit dem diese Entdeckung möglich war, ist der  $p\bar{p}$ -Speicherring Tevatron im Fermi-Lab (1 TeV + 1 TeV, siehe Tab. 3.1).

In  $p\bar{p}$ -Reaktionen können  $t\bar{t}$ -Paare durch Quark-Antiquark-Annihilation oder Gluon-Fusion erzeugt werden (Abb. 6.13):

$$p\bar{p} \rightarrow t\bar{t} + X \quad (6.15)$$

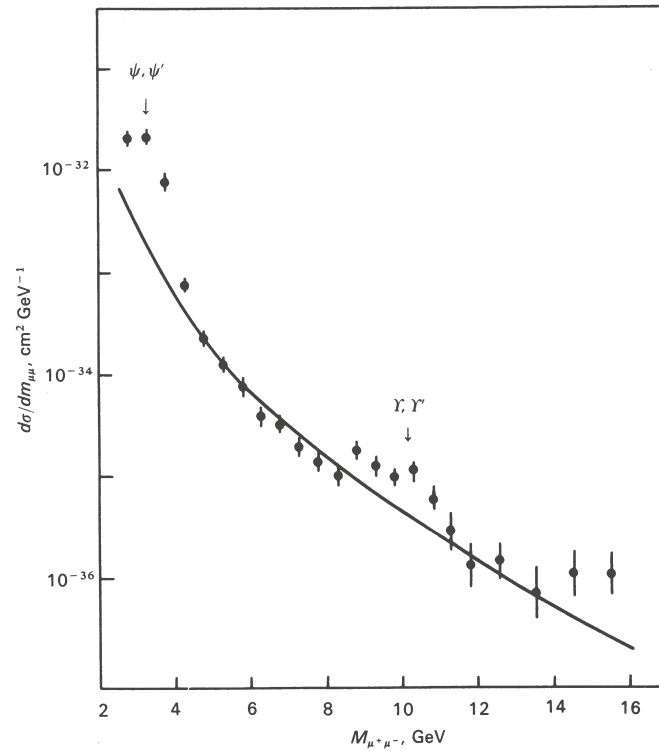


Abbildung 6.10: Entdeckung der  $\Upsilon$ -Resonanzen im Massenspektrum von Myon-Paaren, die in hochenergetischen Proton-Kern-Reaktionen erzeugt wurden.

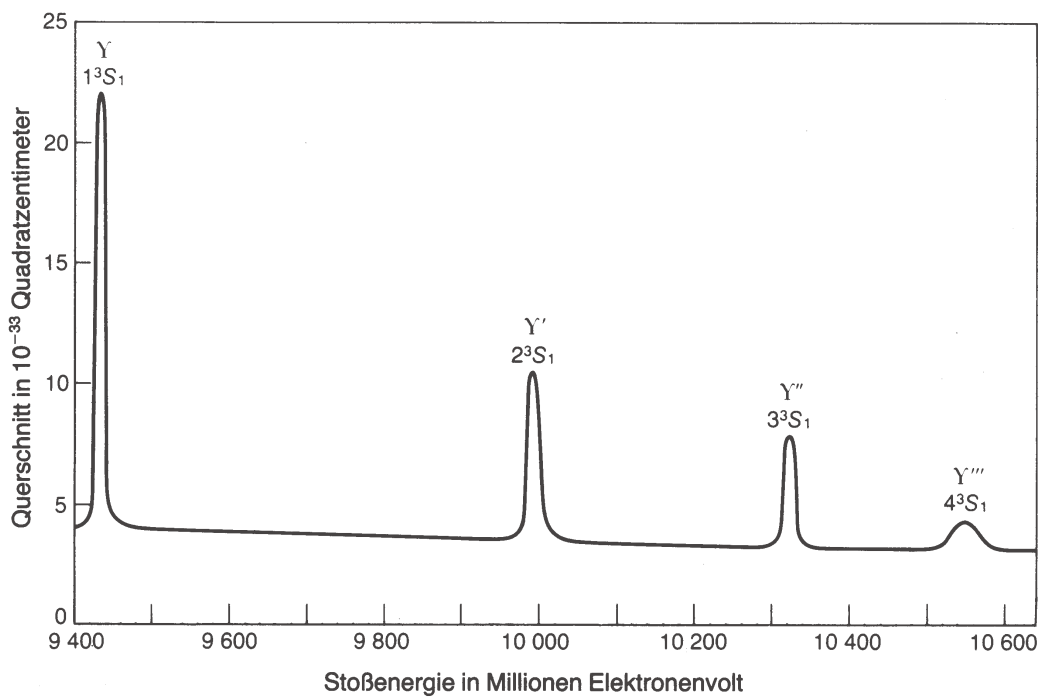


Abbildung 6.11: Der Wirkungsquerschnitt für  $e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen}$  im Bereich der  $\Upsilon$ -Resonanzen.

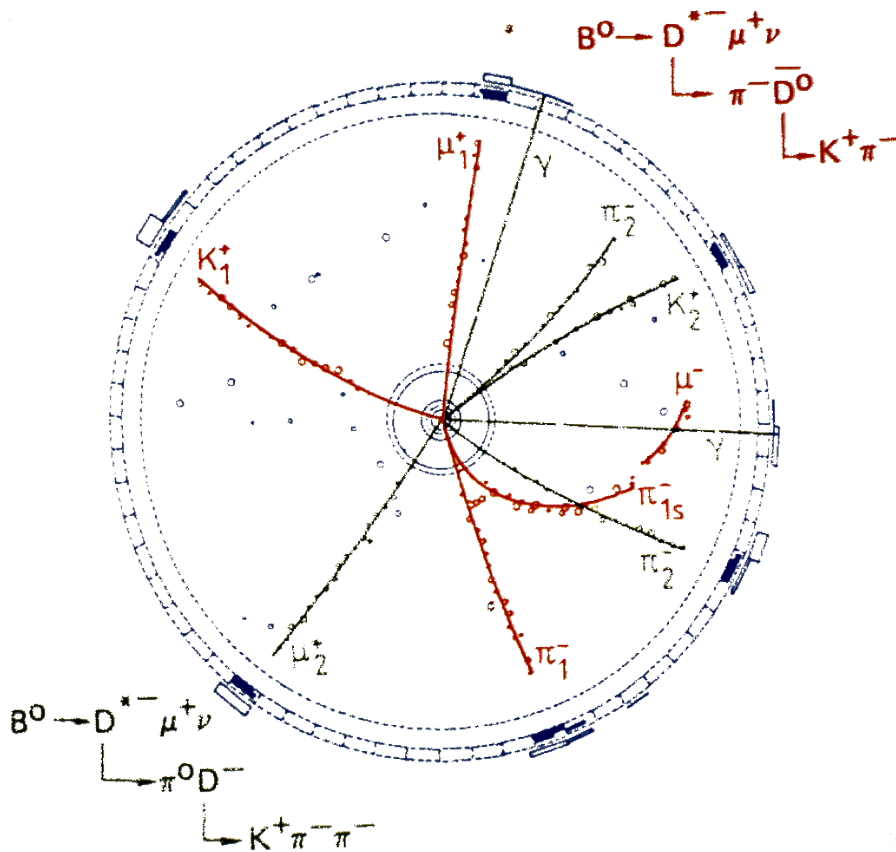
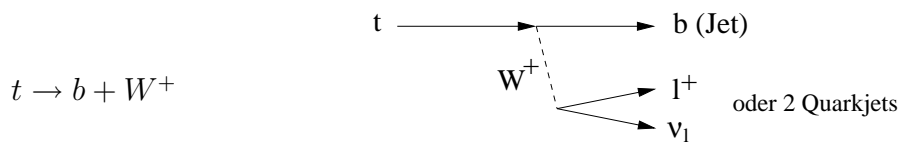


Abbildung 6.12: Ein vollständig rekonstruiertes Ereignis mit zwei  $B^0$ -Mesonen im Zerfall eines  $\Upsilon(4s)$ -Zustandes, der ursprünglich in  $B^0\bar{B}^0$  zerfallen ist (starke Wechselwirkung). Dies ist ein eindeutiger Nachweis der Umwandlung eines  $\bar{B}^0$  in eine  $B^0$  und damit für Oszillationen im  $B^0\bar{B}^0$ -System.

Ein Top-Quark geht bevorzugt durch Emission eines reellen W-Bosons in ein Bottom-Quark über:



Das b-Quark wird als Jet beobachtet, und das W-Boson zerfällt in ein Leptonpaar oder in zwei Quarkjets. Die Abb. 6.14 und 6.15 zeigen mögliche  $t\bar{t}$ -Ereignisse,  $p\bar{p} \rightarrow t\bar{t} + X$ , die mit dem CDF-Detektor am Tevatron beobachtet wurden. In den 'Lego-Plots' wie in Abb. 6.14 trägt man die 'transversale Energie'  $E_T$  (entsprechend der Impulskomponente senkrecht zum Strahl) gegen die Pseudorapidität  $\eta$  und den Azimutwinkel  $\phi$  auf. Die Pseudorapidität ist ein Maß für den Polarwinkel des Teilchens (Winkel zwischen Teilchenimpuls und z-Richtung) und ist definiert durch:

$$\eta = -\ln \tan \theta/2 \tag{6.16}$$

Am LHC mit zweimal 7 TeV Strahlenergie erwartet man sehr viel größere Produktionsraten von Top-Quarks (etwa 1 Ereignis pro Sekunde). Damit wird eine

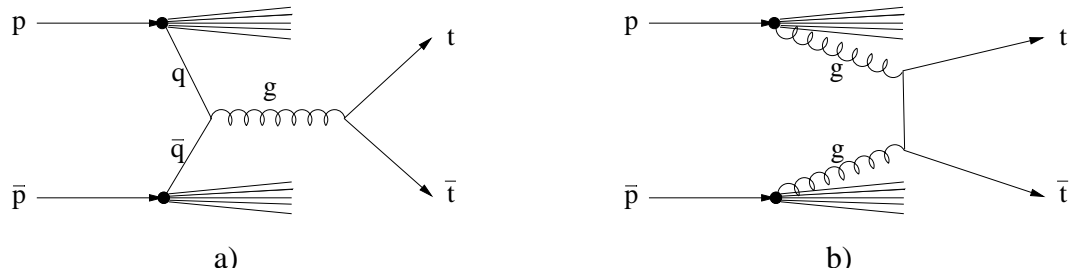


Abbildung 6.13: Produktion eines  $t\bar{t}$ -Paares durch a)  $q\bar{q}$ -Annihilation und b) Gluon-Fusion.

Verbesserung der Massenbestimmung und eine detaillierte Untersuchung der Eigenschaften der Top-Produktion möglich. Außerdem wird das Top-Signal zur Kalibration und als Referenzsignal (zum Beispiel für  $W$ -Boson-Produktion) benutzt werden können.

### 6.2.4 Überblick über die drei Fermionen-Familien

Mit dem Top-Quark ist die dritte Fermion-Familie ebenfalls vollständig. Alle Fermionen der drei Familien hatten wir bereits in Tabelle 2.1 aufgelistet. Alle experimentellen Ergebnisse sind konsistent damit, daß diese Fermionen elementare, punktförmige Dirac-Teilchen (Spin 1/2) sind. Punktförmigkeit bedeutet, daß auf der Skala  $10^{-18}$  m keine Struktur gefunden wurde.

Den Quarks ordnen wir folgende Quantenzahlen zu:

Flavour	Masse/MeV	$Q$	$B$	$I$	$I_3$	$S$	$C$	$B'$	$T$
$u$	5	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0	0	0	0
$d$	7	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	0	0	0	0
$s$	120	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	0	0	-1	0	0	0
$c$	1500	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{3}$	0	0	0	1	0	0
$b$	5000	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	0	0	0	0	-1	0
$t$	171000	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{3}$	0	0	0	0	0	1
$\bar{q}$	$m_q = m_{\bar{q}}$	$-Q$	$-B$	$I$	$-I_3$	$-S$	$-C$	$-B'$	$-T$

( $Q$  = Ladung,  $B$  = Baryonzahl,  $I$ ,  $I_3$  = Isospin,  $S$  = Strangeness,  $C$  = Charm,  $B'$  = Beauty,  $T$  = Truth). Die Ladung ist durch die verallgemeinerte Gell-Mann-Nishijima-Gleichung festgelegt:

$$Q = I_3 + \frac{1}{2}(B + S + C + B' + T) \quad (6.18)$$

Es ist wahrscheinlich, daß es auch nicht mehr als drei Fermionen-Familien gibt.

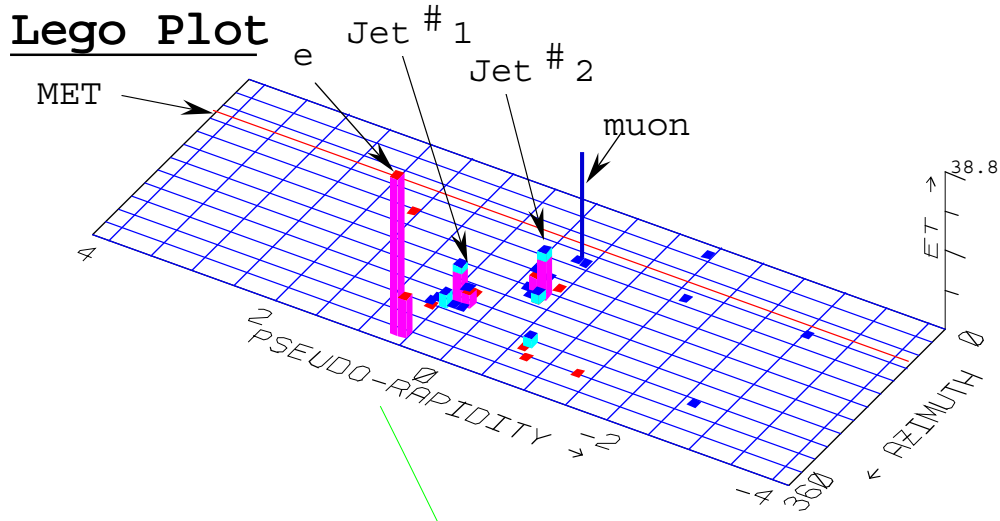


Abbildung 6.14: Kandidat für ein  $t\bar{t}$ -Ereignis, das in dem CDF-Detektor beobachtet wurde. Die 'transversale Energie'  $E_T$  ist in der durch die Pseudorapidität und den Azimuthwinkel aufgespannte Ebene in einem 'Lego-Plot' dargestellt. Die Top-Quarks zerfallen jeweils in einen  $b$ -Quarkjet und ein  $W$ -Boson, die beide leptonisch zerfallen (ein  $W$  in ein Elektron, das andere in ein Myon):  
 $p\bar{p} \rightarrow t\bar{t} + X \rightarrow b\bar{b} + W^+W^- + X \rightarrow 2 \text{ Jets} + 2 \text{ Leptonen} + X'$

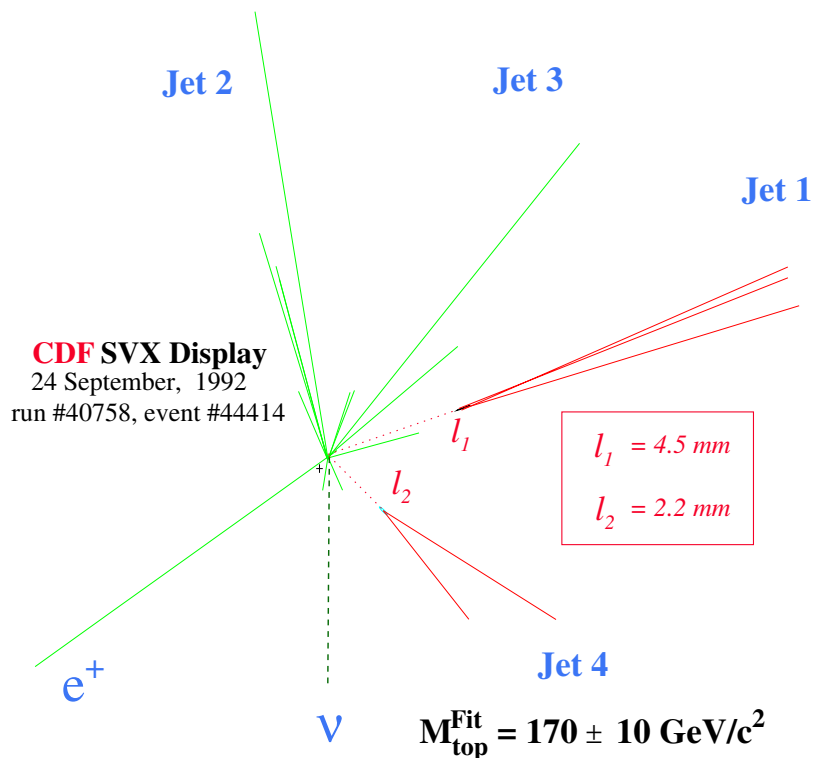


Abbildung 6.15: Kandidat für ein  $t\bar{t}$ -Ereignis, bei dem man klar die Sekundärvertices der Bottom-Teilchen sieht (das erste identifizierte Top-Ereignis von CDF).



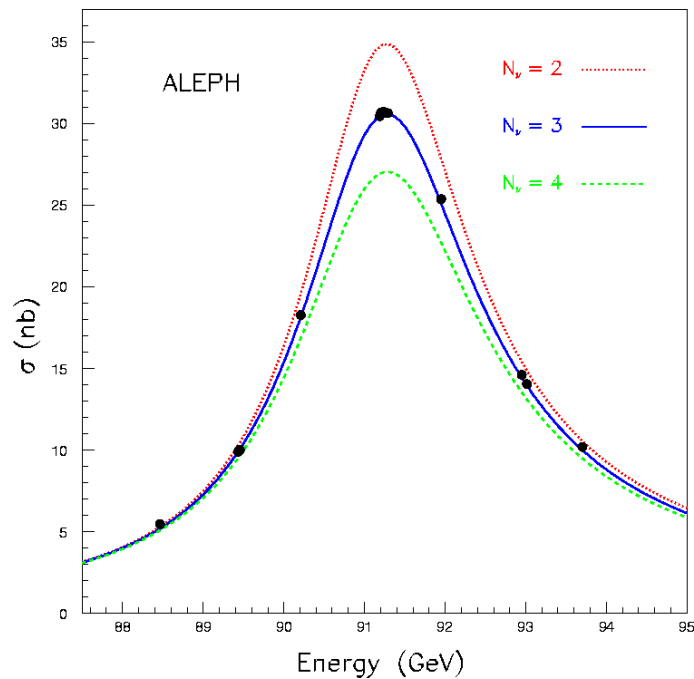


Abbildung 6.16: Der Wirkungsquerschnitt für  $e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen}$  im Bereich der  $Z^0$ -Resonanz. Eingezeichnet sind die Erwartungen für 2, 3, 4 Sorten leichter Neutrinos. Die Messungen ergeben eindeutig, daß es nur drei Sorten gibt.

Der stärkste Hinweis kommt von dem Zerfall des  $Z$ -Bosons in Neutrinos (‘unsichtbare’ Zerfallskanäle):

$$Z^0 \rightarrow \nu_i \bar{\nu}_i$$

Die gemessene Zerfallsbreite ist konsistent mit drei Arten leichter Neutrinos (LEP:  $n_\nu = 2.993 \pm 0.011$ , Abb. 6.16). Von Experimenten, die direkt die Masse der Neutrinos messen, gibt es bisher keine Hinweise auf massive Neutrinos, sondern nur Ausschließungsgrenzen. Kosmologische Modelle haben Probleme mit sehr schweren Neutrinos, weil es dann zuviel ‘dunkle Materie’ geben würde. In der folgenden Tabelle sind die Massen der geladenen Leptonen und die experimentellen Grenzen für die Massen der Neutrinos aufgeführt:

Lepton	$e$	$\mu$	$\tau$	$\nu_e$	$\nu_\mu$	$\nu_\tau$
Masse [MeV]	0.511	105.66	1777	$< 3 \cdot 10^{-6}$	$< 0.19$	$< 18.2$

Im Standardmodell sind die Neutrinos masselos. Danach hat, wie bereits in Abschnitt 4.1 ausgeführt, jede Familie eine eigene, absolut erhaltene Leptonenzahl. Falls die Neutrinomassen doch endlich sind, könnte auch die Leptonzahl-Symmetrie gebrochen sein, was zum Beispiel zu Oszillationen zwischen den Neutrino-Sorten führen könnte. Tatsächlich sind solche Oszillationen bei atmosphärischen Neutrinos und Neutrinos von der Sonne beobachtet worden.

### 6.2.5 Die Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix

Bei Quarks gibt es keine absolute Erhaltungszahl innerhalb einer Familie, die schwache Wechselwirkung vermittelt Übergänge zwischen den Familien. Wir hatten bereits gesehen, daß die möglichen Übergänge zwischen den ersten beiden Familien durch eine orthogonale Mischung der 1/3-ladigen Quarks beschrieben werden kann:

$$M \sim (u \ c) \begin{pmatrix} \cos \theta_c & \sin \theta_c \\ -\sin \theta_c & \cos \theta_c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix} = u d \cdot \cos \theta_c + \dots \quad (6.19)$$

Die Mischungsmatrix ist in diesem Fall rein reell und durch nur einen Parameter, den Cabibbo-Winkel, gegeben. Im allgemeinen kann die Matrix komplex sein, die Orthogonalität der Matrix ist dann durch die Unitarität zu ersetzen ( $M \cdot M^T = 1 \rightarrow M \cdot M^{T*} = 1$ ). Im Falle von nur zwei Familien können aber die Matrixelemente reell gemacht werden durch Umdefinition der nicht meßbaren Phasen der Quarkwellenfunktionen:

$$|q \rangle \rightarrow |q \rangle \cdot e^{i\phi} \quad (6.20)$$

Die Erweiterung auf drei Familien ist von Kobayashi und Maskawa vorgeschlagen worden:

$$M \sim (u \ c \ t) \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (6.21)$$

Hier gibt zum Beispiel  $V_{us}$  die relative Stärke des Überganges  $s \rightarrow u$  an (daraus folgt:  $V_{us} \approx \sin \theta_c$ ). Die Diagonalelemente sind alle nahe 1, das bedeutet, die Übergänge innerhalb der eigenen Familie sind bevorzugt.

Unter der Voraussetzung der Unitarität hat die Mischungsmatrix (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix, CKM-Matrix) für den Fall von drei Familien vier Parameter: drei Winkel (= Eulerwinkel) und eine Phase. Wenn die Phase ungleich Null ist, die Matrix also komplex ist, kann durch die Quarkmischung CP-Verletzung auftreten. Für Antiteilchen gilt die konjugiert komplexe CKM-Matrix, was eine Phasendifferenz zwischen Teilchen- und Antiteilchenreaktionen bewirkt und damit zu CP-Verletzung führen kann.

Eine wichtige Forschungsrichtung ist zur Zeit die Präzisionsbestimmung der CKM-Matrixelemente und die Überprüfung, ob die Matrix wirklich unitär ist (was auch ein Hinweis auf nur drei Familien wäre). Wenn die CP-Verletzung im  $K$ -System durch die komplexe Phase der CKM-Matrix erklärt werden kann, ergeben sich daraus Vorhersagen für das Auftreten von CP-verletzenden Zerfällen in  $B$ -Systemen. Wie bereits erwähnt, ist diese CP-Verletzung inzwischen tatsächlich gefunden worden.

Die Unitarität der CKM-Matrix bedeutet:

$$\sum_i V_{ij} V_{ik} = \delta_{jk} \quad \text{und} \quad \sum_j V_{ij} V_{kj} = \delta_{ik} \quad (6.22)$$

Die Relationen, die Null ergeben, definieren ein Dreieck ('Unitaritätsdreieck') in der komplexen Ebene. Voraussetzung für CP-Verletzung ist eine nicht-verschwindende

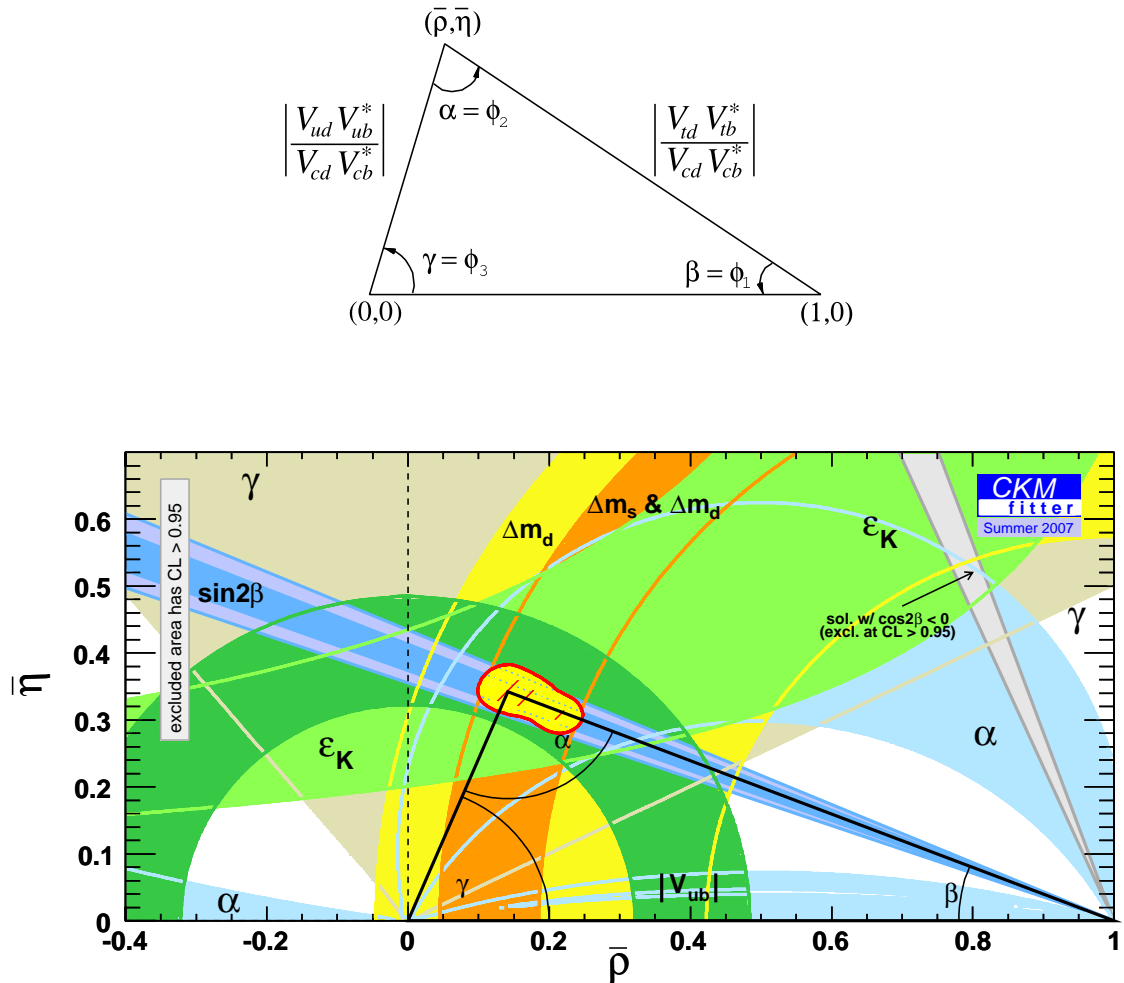


Abbildung 6.17: Oben: Darstellung eines der Unitaritätsdreiecke. Unten: Die experimentelle Bestimmung der Seiten und Winkel des obigen Dreiecks, die alle konsistent sind und damit die Unitarität der CKM-Matrix bestätigen (von <http://www.slac.stanford.edu/xorg/ckmfitter>). Die endliche Fläche, die durch die Lage der Dreieckspitze oberhalb der reellen Achse gegeben ist, wird durch CP-verletzende Prozesse festgelegt.

komplexe Phase, die zu nicht-verschwindenden Flächen der Unitaritätsdreiecke führen. Am häufigsten wird die Relation

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0 \quad (6.23)$$

betrachtet, weil die experimentellen Werte ähnliche Seitenlängen ergeben (Abb. 6.17 oben). Durch viele Experimente sind Seiten und Winkeln dieses Dreiecks redundant gemessen worden. In Abb. 6.17 unten wird dargestellt, dass alle Messungen konsistent sind und die Unitarität der CKM-Matrix mit großer Genauigkeit bestätigen. Von den Winkeln ist  $\beta$  am genauesten, und zwar über die CP-Verletzung im  $B^0 \bar{B}^0$ -System in dem 'goldenen Kanal' (6.14), gemessen worden.

Die Resultate für die Beträge CKM-Matrixelemente waren im Sommer 2007:

$$|V_{CKM}| = \begin{pmatrix} 0.97383_{-0.00023}^{+0.00024} & 0.2272_{-0.0010}^{+0.0010} & (3.96_{-0.09}^{+0.09}) \cdot 10^{-3} \\ 0.2271_{-0.0010}^{+0.0010} & 0.97296_{-0.00024}^{+0.00024} & (42.21_{-0.80}^{+0.10}) \cdot 10^{-3} \\ (8.14_{-0.64}^{+0.32}) \cdot 10^{-3} & (41.61_{-0.78}^{+0.12}) \cdot 10^{-3} & 0.999100_{-0.000004}^{+0.000034} \end{pmatrix} \quad (6.24)$$

Man sieht, dass die Werte auf der Diagonale alle sehr nahe bei 1 sind und mit der Entfernung von der Diagonalen immer kleiner werden. Das bedeutet, dass die schwache Kopplung der Quarks am stärksten innerhalb einer Familie sind, und am schwächsten zwischen den entferntesten, der ersten und dritten, ist.