Quarks und Jets

Seminarvortrag zum Seminar
Experimente der Hochenergie- und Astroteilchenphysik

Vortrag von Richard Brauer

Betreuer: Prof. Dr. Joachim Mnich

11. Juni 2001

Überblick

- Einführung
- Das Quarkmodell
- Nachweis der Existenz von Quarks
- Wechselwirkungen
- 2-Jet-Ereignisse bei e^+e^--Kollisionen
- 3-Jet-Ereignisse: Entdeckung des Gluons und Bestimmung von α_s

Hadronen und Leptonen

Materie ist unterteilt in

Leptonen (z.B. Elektron, Neutrinos) und Hadronen

Hadronen sind frei beobachtbare Teilchen, die durch die starke WW gebunden sind.

Werden weiter unterteilt in

- Mesonen: Hadronen mit ganzzahligem Spin
- Baryonen: Hadronen mit halbzahligem Spin.

Einführung zweier Quantenzahlen:

Baryonenzahl B und Leptonenzahl L.
$B = 1$ für Baryonen, $L = 1$ für Leptonen.
$B - L$ ist eine erhaltene Quantenzahl.

Seit 1911 bekannt: das Proton, ein Baryon mit Masse $m_p = 0.9383$ GeV

1931 wurde mit dem Neutron das zweite Baryon gefunden. $m_n = 0.9396$ GeV

Alle Atome bestehen aus Protonen, Neutronen und Elektronen. Warum braucht man Quarks?

Das π-Meson und die Kernkraft

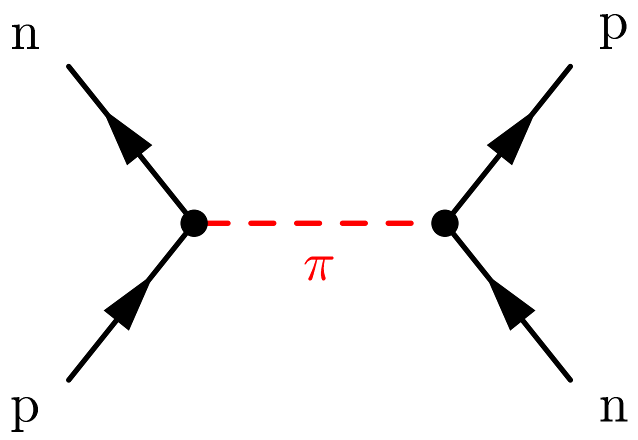
Das Potential der Kernkraft

$$\text{Yukawa – Potential}: \ \Phi = -\frac{g_Y}{r} \cdot e^{-r/R}$$

Reichweite: $R \approx 2$ fm

1935 wurden Austauschteilchen der Kernkraft (starke Wechselwirkung) postuliert:

π-Mesonen mit Masse $m_\pi = \frac{\hbar}{Rc} \approx 100$ MeV



Diese Teilchen konnten im Jahre 1947 in der kosmischen Strahlung nachgewiesen werden.

Pionen existieren in drei Ladungszuständen:
$\pi^+, \ \pi^-, \ \pi^0$
und haben Spin 0

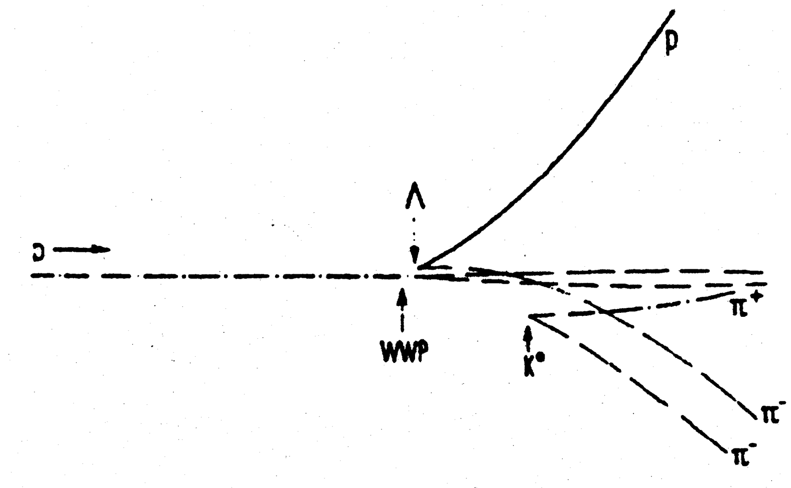
Heute: Beschreibung der Kernkraft durch Van der Waals-Kräfte im Rahmen der Starken Wechselwirkung.

Seltsame Teilchen

1951: Untersuchung der Streureaktion (starke WW)

$$\pi^- + p \longrightarrow (\pi^- + \pi^+) + (\pi^- + p)$$

Faksimile einer Blasenkammeraufnahme:



Produktion des Λ-Baryons mit $m_\Lambda = 1116$ MeV

Λ taucht nie isoliert auf,

$$\pi^- + p \longrightarrow \Lambda \longrightarrow \pi^- + p$$

sondern nur gemeinsam mit einem zweiten Teilchen, dem

K^0-Meson mit Masse $m_{K^0} = 489$ MeV

Λ und K^0

Hohe Produktionsrate $\Longrightarrow$ Teilchenbildung durch starke Wechselwirkung

Λ und K^0 zerfallen in Endzustände gemäß

$$\begin{array}{rcl} K^0 & \longrightarrow & \pi^+ + \pi^- \\ \Lambda & \longrightarrow & \pi^- + p \end{array}$$

Lebensdauer beider Teilchen: $\tau_{\Lambda/K^0} \approx 10^{-10}$ s

$\Longrightarrow$ Zerfälle erfolgen über die schwache WW.

Die assoziierte Produktion in einem Prozeß der starken WW und der Zerfall über die schwache WW brachten den Teilchen das Attribut *strange particles* (seltsame Teilchen) ein.

Probleme

Das Hadronenspektrum warf eine Reihe schwerwiegender Fragen auf:

- Warum wird diese Vielzahl an Hadronen beobachtet?
- Warum gibt es keine Nukleonen mit Ladung $Q = -1$?
- Warum sind Nukleonen Fermionen und das π ein Boson?
- Wie kann man die assoziierte Produktion von Λ und K^0 erklären?

Antworten liefert das Quarkmodell, das 1963 von Gell-Mann und Zweig entwickelt wurde.

Flavorquantenzahlen

Erklärung für die seltsamen Eigenschaften durch Einführung einer additiven Quantenzahl: Strangeness $\mathcal{S}$

$$\begin{aligned} \Lambda &: \quad S = -1 \\ K^0 &: \quad S = +1 \end{aligned}$$

$\mathcal{S}$ ist nur in der starken Wechselwirkung erhalten, nicht in der schwachen.

Offensichtlich gilt $\Delta\mathcal{S} = 0$ für den Prozeß

$$\pi^- + p \longrightarrow \Lambda + K^0,$$

während sich $\mathcal{S}$ in den Zerfällen von Λ und K^0 ändert

Neben den seltsamen Teilchen wurden später zwei weitere Arten hadronischer Materie gefunden, für die neue Sorten-Quantenzahlen eingeführt wurden:

Charm ($\mathcal{C}$) und Beauty/Bottom ($\mathcal{B}$).

Das Quarkmodell

1963 entwickelten M. Gell-Mann und G. Zweig unabhängig voneinaner ein kompaktes Modell zur Beschreibung des Hadronspektrums.

Alle Hadronen sind aus Quarks zusammengesetzte Objekte. Dabei gilt:

$$
\begin{aligned}
|\mathrm{Meson}\rangle &= |q\bar{q}'\rangle \\
|\mathrm{Baryon}\rangle &= |qq'q''\rangle
\end{aligned}
$$

Alle Quarks haben Spin $\frac{1}{2}$

Anfangs: rein hypotetische Partikel

Die Baryonenzahl B ist 1 für Baryonen, 0 für Mesonen und Leptonen. Baryonen bestehen aus drei Quarks $\Longrightarrow$ Quarks haben $B = \frac{1}{3}$

Betrachtung des Ladungsmultipletts der Nukleonen $\Longrightarrow$ Es muß mindestens zwei Quarksorten geben:

up-Quark (u) mit Ladung $Q_u = \frac{2}{3}$ und
down-Quark (d) mit Ladung $Q_d = -\frac{1}{3}$.

$$|\mathrm{Proton}\rangle = |uud\rangle \qquad |\mathrm{Neutron}\rangle = |udd\rangle$$

Das Quarkmodell

Hadronen mit neuen Sorten-Quantenzahlen lassen sich durch Hinzunahme neuer Quarks erklären:

Teilchen mit Strangeness enthalten Strange Quark s

$$|\Lambda\rangle = |uds\rangle$$

Damit folgt sofort $Q_s = -\frac{1}{3}$.

Insgesamt kommen vier weitere Quarks hinzu:

Strange (s), Charm (c), Bottom (b) und Top (t).

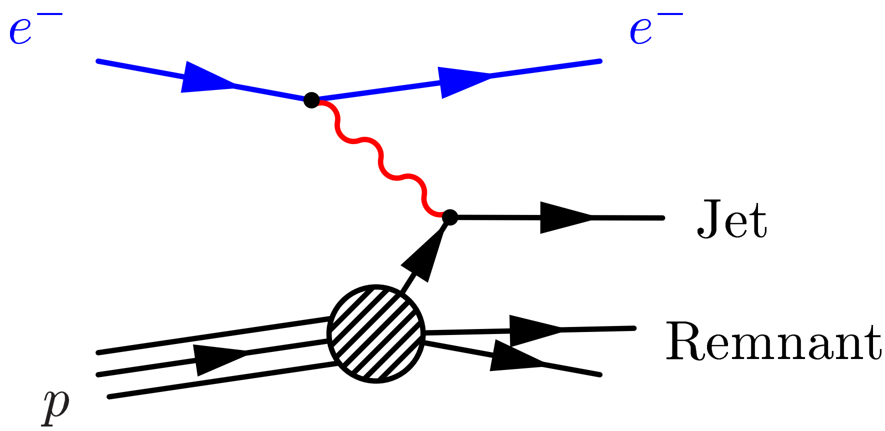
Es zeigt sich, daß die Quarks ebenso wie die Leptonen in Familien eingeordnet werden können.

Familie	Leptonen	Quarks
1	$\binom{\nu_e}{e^-}$	$\binom{u}{d}$
2	$\binom{\nu_\mu}{\mu^-}$	$\binom{c}{s}$
3	$\binom{\nu_\tau}{\tau^-}$	$\binom{t}{b}$

Tief inelastische Streuung

1969 wurden am Elektronen-Linearbeschleuniger SLAC Experimente zur Lepton-Nukleonstreuung durchgeführt.

Bei sehr hohen Impulsüberträgen an das Nukleon bricht dieses auf.

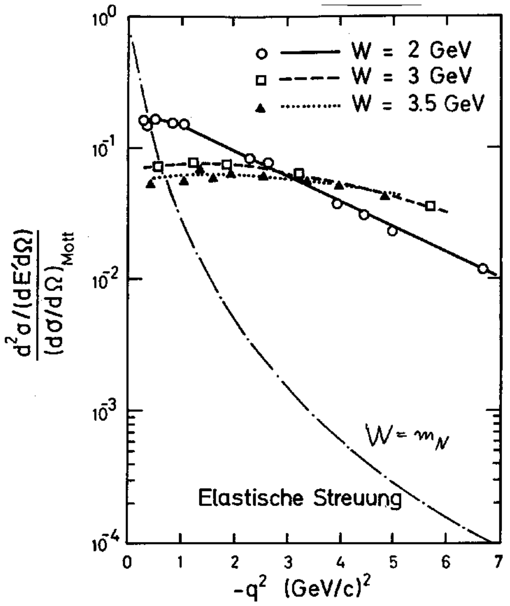


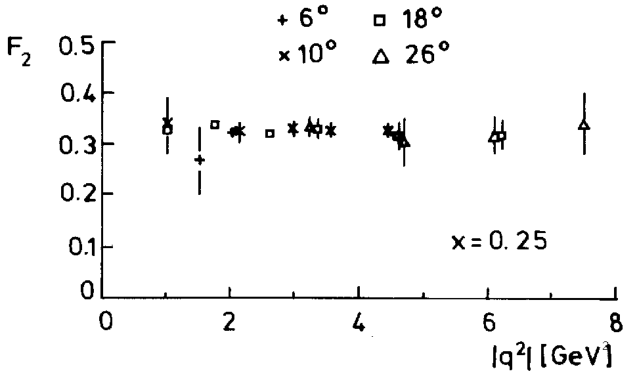
Man nennt diesen Prozeß Deep Inelastic Scattering (tief inelastische Streuung).

Interpretation: Lepton wechselwirkt nur mit punktförmigem Objekt im Inneren des Nukleons, sog. Parton.

Partonen können mit den Quarks identifiziert werden.

Ergebnisse aus DIS





Vergleich der Wirkungsquerschnitte von elastischer Streuung und inelastischer Streuung.

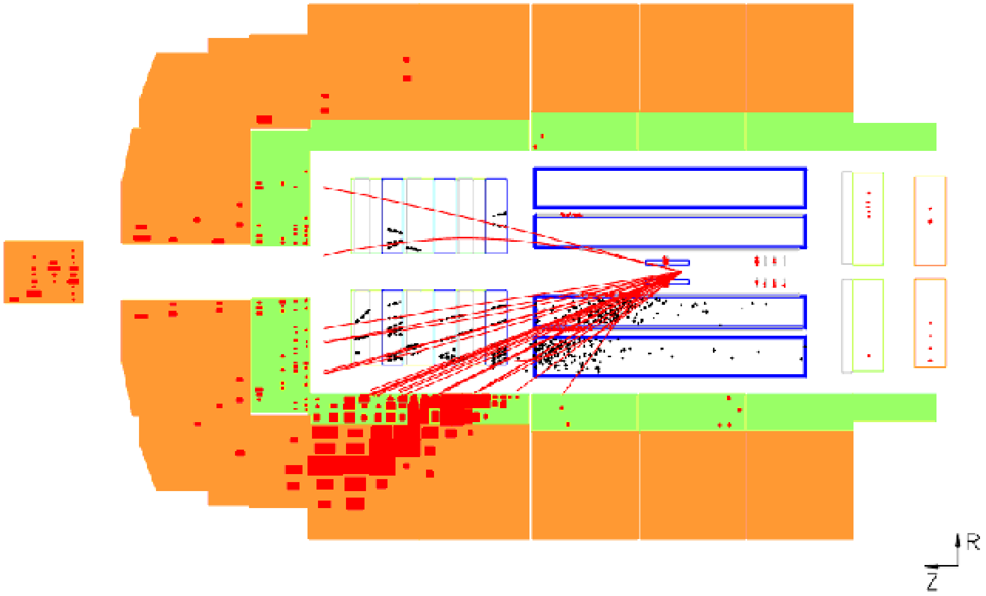
Wirkungsquerschnitte bei hohen Impulsüberträgen identisch mit denen für Streuung an punktförmigen Teilchen.

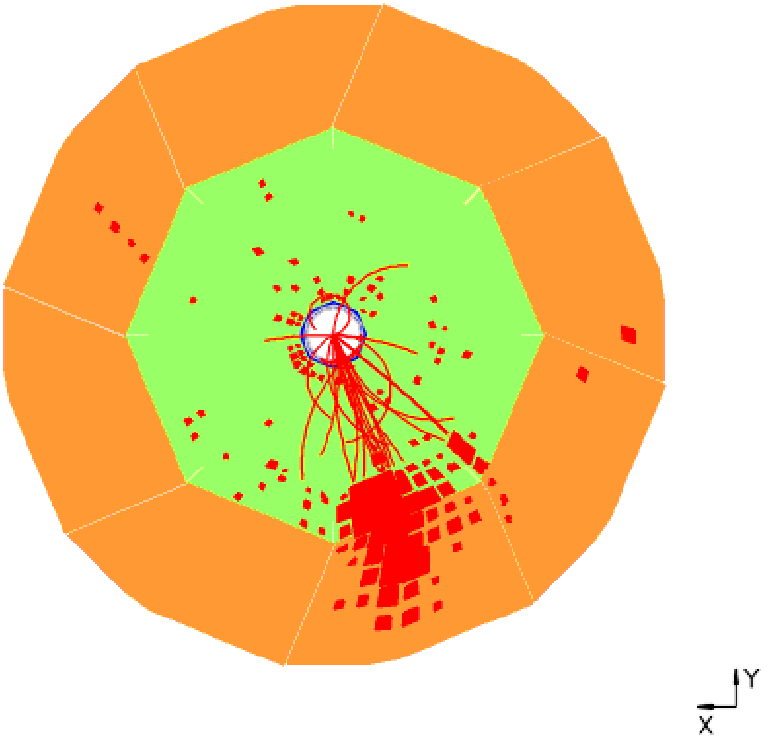
Der differentielle Wirkungsquerschnitt für DIS kann ausgedrückt werden durch:

$$\frac{d\sigma}{dE'd\Omega} \sim F_2(x, Q^2)\frac{1}{x}$$

Rechnungen: für festen Wert von x ist Strukturfunktion F_2 unabhängig von Q^2, in sehr guter Übereinstimmung mit experimentellen Überprüfungen.

HERA-Ergebnisse





Kollision bei H1. Fehlender Impuls von Neutrino davongetragen.

Quarkmassen

Das Standardmodell macht keine Aussagen über die Fermionmassen

Massenbestimmung erfolgt über Experimente

Problem: Quarks sind keine freien Teilchen. Daher nicht möglich, Trägheit gegenüber beschleunigenden Feldern zu messen.

Strommassen m_{q0} sind die Massen, die ein freies Quark haben würde.

In Konstituentenmassen m_{qk} ist Bindungsenergie und kinetische Energie eingeschlossen.

Massen der leichten Quarks (u,d):

$$m_{q0} \approx 5 - 10 \ \text{MeV} \qquad\qquad m_{qk} \approx 300 \text{ MeV}$$

Für schwere Quarks:
$m_{qk} = m_c + m_{q0}, \qquad m_c \approx 300$ MeV.

Strange Quark: $m_{s0} \approx 120$ MeV

Charm Quark: $m_{c0} = (1,25 \pm 0,1)$ GeV

Bottom Quark: $m_{b0} = (4,1 \pm 0.1)$ GeV

Top Quark: $m_{t0} = (174.3 \pm 3.2 \pm 4.0)$ GeV

Tragweite des Quarkmodells

Das Quarkmodell beantwortet die meisten der sich aus dem Hadronenspektrum ergebenden Fragen.

Die Existenz von sechs Quarksorten alleine löst jedoch nicht alle Probleme.

- Warum werden keine freien Quarks beobachtet?
- Es existieren nicht zu jeder denkbaren Quantenzahlkombination Hadronen.
- Warum gibt es nur Hadronen der Art $|q\bar{q}'\rangle$ und $|qq'q''\rangle$?
- Wie ist die Existenz von Baryonen mit symmetrischen Spin- und Orts und Flavor-Wellenfunktionen (z.B. $\Delta^{++} = |\mathbf{u}\uparrow\ \mathbf{u}\uparrow\ \mathbf{u}\uparrow\rangle$) erklärbar?

Ansatz: Einführung der sogenannten Farbladung. Quarks tragen neben der elektrischen Ladung auch eine Ladung, die als color bezeichnet wird.

Farbladung

Freie Teilchen müssen farbneutral sein.

Entweder: Farbe + Antifarbe

Oder: Kombination aller drei Farben

Um für die Δ^{++}-Resonanz (Baryon) eine antisymmetrische Gesamtwellenfunktion zu erhalten, benötigt man eine antisymmetrische Farbwellenfunktion:

$$|\boldsymbol{\Psi}_{\mathbf{B_{color}}}\rangle = \frac{1}{\sqrt{6}}\epsilon_{\mathbf{rgb}}\,|\mathbf{rgb}\rangle$$

Wobei die Farbwahl der Konvention $\mathbf{r}$(ed), $\mathbf{g}$(reen), $\mathbf{b}$(lue) entspricht.

Die Farbwellenfunktion für Mesonen ist

$$|\boldsymbol{\Psi}_{\mathbf{M_{color}}}\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}}\left(|\mathbf{r\bar{r}}\rangle + |\mathbf{g\bar{g}}\rangle + |\mathbf{b\bar{b}}\rangle\right)$$

Die Gesamtwellenfunktion hadronischer Zustände ist dann:

$$|\Psi_{hadron}\rangle = |\Psi_{Ort}\rangle \otimes |\Psi_{Spin}\rangle \otimes |\Psi_{Flavor}\rangle \otimes |\Psi_{Color}\rangle$$

Starke Wechselwirkung

Quarks nehmen an allen bekannten Wechselwirkungen teil.

Die Starke Wechselwirkung beschreibt die Bindung von Quarks in Hadronen.

Austauschteilchen der Starken Wechselwirkung ist das Gluon, ein masseloses Boson.

Das Gluon koppelt über die Farb-Ladung an die Quarks.

Wichtigster Unterschied zum Photon: Das Gluon trägt selbst Farbladung. Damit können Gluonen miteinander wechselwirken.

Kopplungskonstante α_s, nicht theoretisch vorhersagbar.

Es gibt acht verschiedene Gluonen:

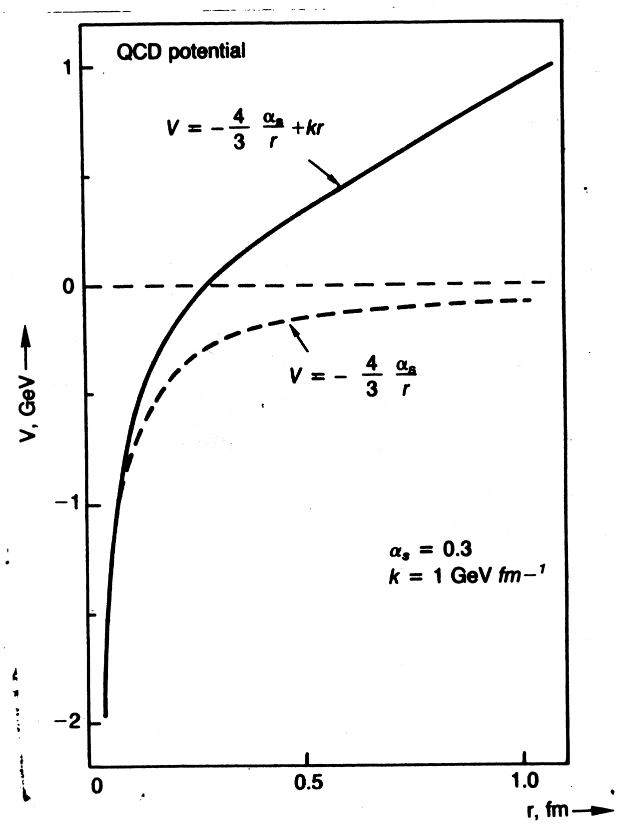
$$\mathbf{r\bar{g}} \quad \mathbf{r\bar{b}} \quad \mathbf{g\bar{b}} \quad \mathbf{g\bar{r}} \quad \mathbf{b\bar{r}} \quad \mathbf{b\bar{g}}$$

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(\mathbf{r\bar{r}} - \mathbf{g\bar{g}}) \qquad \frac{1}{\sqrt{6}}(\mathbf{r\bar{r}} + \mathbf{g\bar{g}} - 2\mathbf{b\bar{b}})$$

Potential der QCD

Die Quark-Quark-Wechselwirkung wird durch das Potential der starken Wechselwirkung beschrieben:

Der Potentialverlauf: $V(r) = -\frac{4}{3}\frac{\alpha_s}{r} + \kappa r$



Erster Summand: Coulomb-Potential, dominiert bei kleinen Abständen

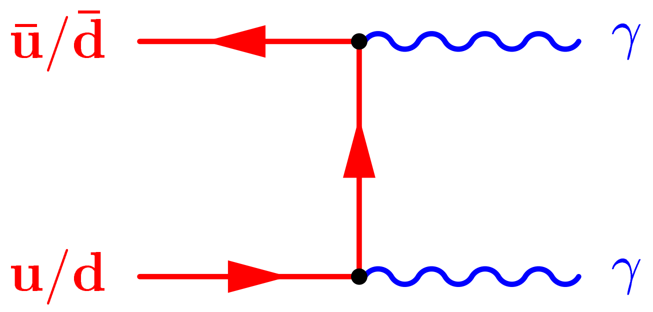
Zweiter Summand: Potential einer elastischen Feder, führt zu confinement, es ist nicht möglich, einzelne Quarks zu erzeugen!

Experimentelle Untersuchung des Potentials in Quarkonium

Elektromagnetische WW

Einige Mesonen zerfallen über die
Elektromagnetische Wechselwirkung
Beispiel: Das π^0

$$|\pi^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(|u\bar{u}\rangle - |d\bar{d}\rangle \right) \longrightarrow 2\gamma$$



Bei diesem Experiment tritt ein Faktor N_C in der Amplitude auf. Die theoretisch berechnete Zerfallsbreite ist

$$\Gamma_{theor} = \left(\frac{N_C}{3} \right)^2 \cdot 7.6 \text{ eV}$$

Experimentell bestimmt wurde

$$\Gamma_{exp} = (7.8 \pm 0.6) \text{ eV}$$

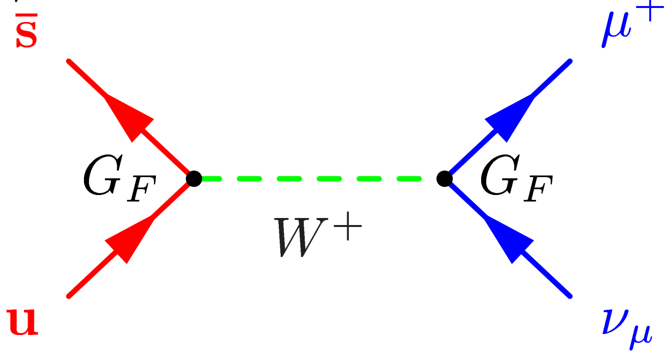
Dies bestätigt den Wert von $N_C = 3$.

Schwache Wechselwirkung

Andere Mesonen zerfallen über die schwache Wechselwirkung

Beispiel: Zerfall des K^+

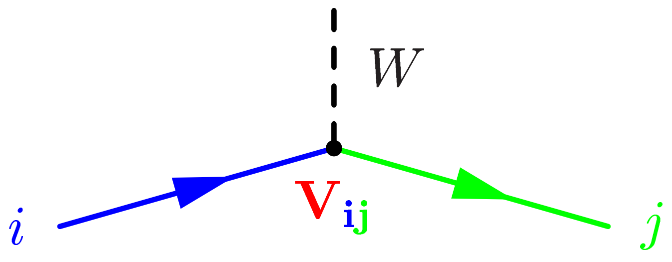
$$|K^+\rangle = |u\bar{s}\rangle \longrightarrow W^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu$$



$G_F = 1,166 \cdot 10^{-5}\ \mathrm{GeV}^{-2}$ ist die Fermi-Zerfallskonstante.

Die Flavorquantenzahl ist in der schwachen Wechselwirkung nicht erhalten.

Wahrscheinlichkeit für Übergang eines Quarks mit Flavor i in Quark mit Flavor j gegeben durch ein Matrixelement V_{ij}



Quarkmischung

Man muß unterscheiden zwischen Eigenzuständen zum Massenoperator (starke WW) und zur schwachen WW

Verknüpft duch unitäre Transformation:

$$|q'\rangle = V\,|q\rangle$$

V hat nicht allgemeinste Form, sondern $N_F - 1$ Phasenfaktoren frei wählbar.

Bei zwei Familien: 1 Parameter θ_C (Cabbibo-Winkel)

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta_C & \sin\theta_C \\ -\sin\theta_C & \cos\theta_C \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix}$$

Bei drei Familien vier Parameter benötigt $\longrightarrow$ Cabbibo-Kabayashi-Maskawa-Matrix

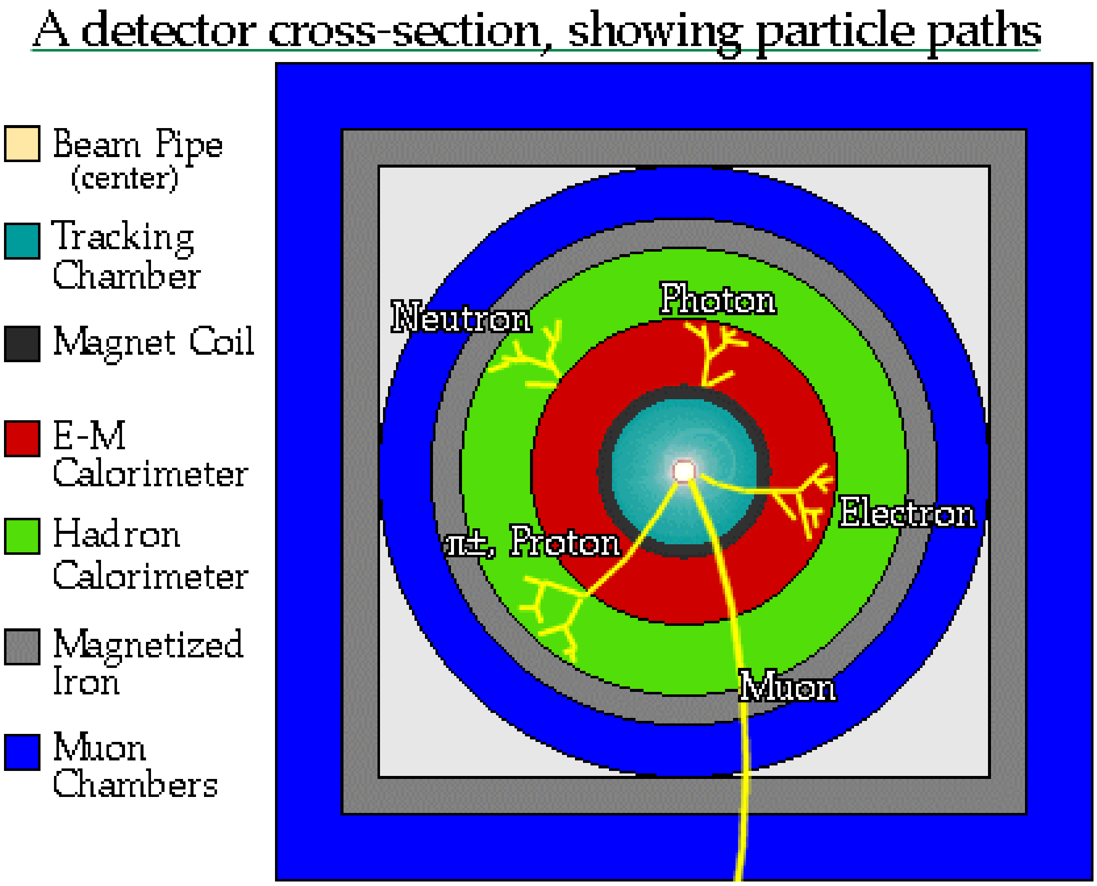
$$\begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \approx \begin{pmatrix} 0,975 & 0,221 & 0,003 \\ 0,221 & 0,974 & 0,04 \\ 0,01 & 0,04 & 0,999 \end{pmatrix}$$

V_{CKM} annährend diagonal$\Longrightarrow$ Übergänge innerhalb einer Familie stark bevorzugt

Beispiel für Quarkmixing:

$$d' = V_{ud}d + V_{us}s + V_{ub}b$$

Detektoren



Spurenkammer: Bestimmung des Wechselwirkungspunktes, Unterscheidung von geladenen und nicht geladenen Teilchen.

Elektromagnetisches Kalorimeter: Bestimmung der Energie von Elektron, Photon durch Untersuchung der Elektromagnetischen Schauer

Hadronisches Kalorimeter: Energiemessung bei stark wechselwirkenden Teilchen durch Untersuchung der Hadronischen Schauer.

Petra

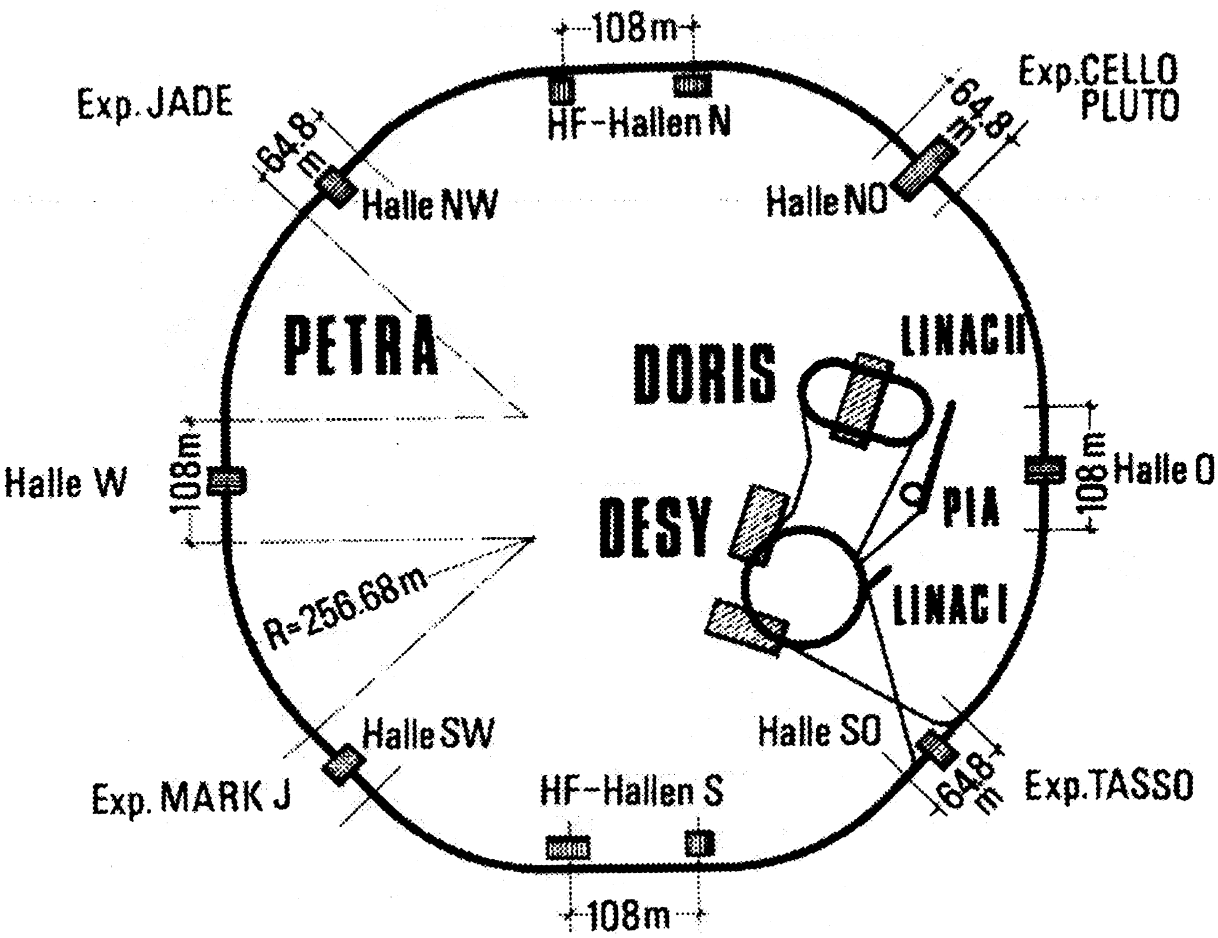
Speicherringanlage PETRA (**P**ositron-**E**lektron **T**andem **R**ing **A**ccelerator) am DESY in Hamburg

Umfang: 2,3 km, CMS-Energie: 14 – 47 GeV

Nutzung als Speicherring zwischen 1978 und 1986

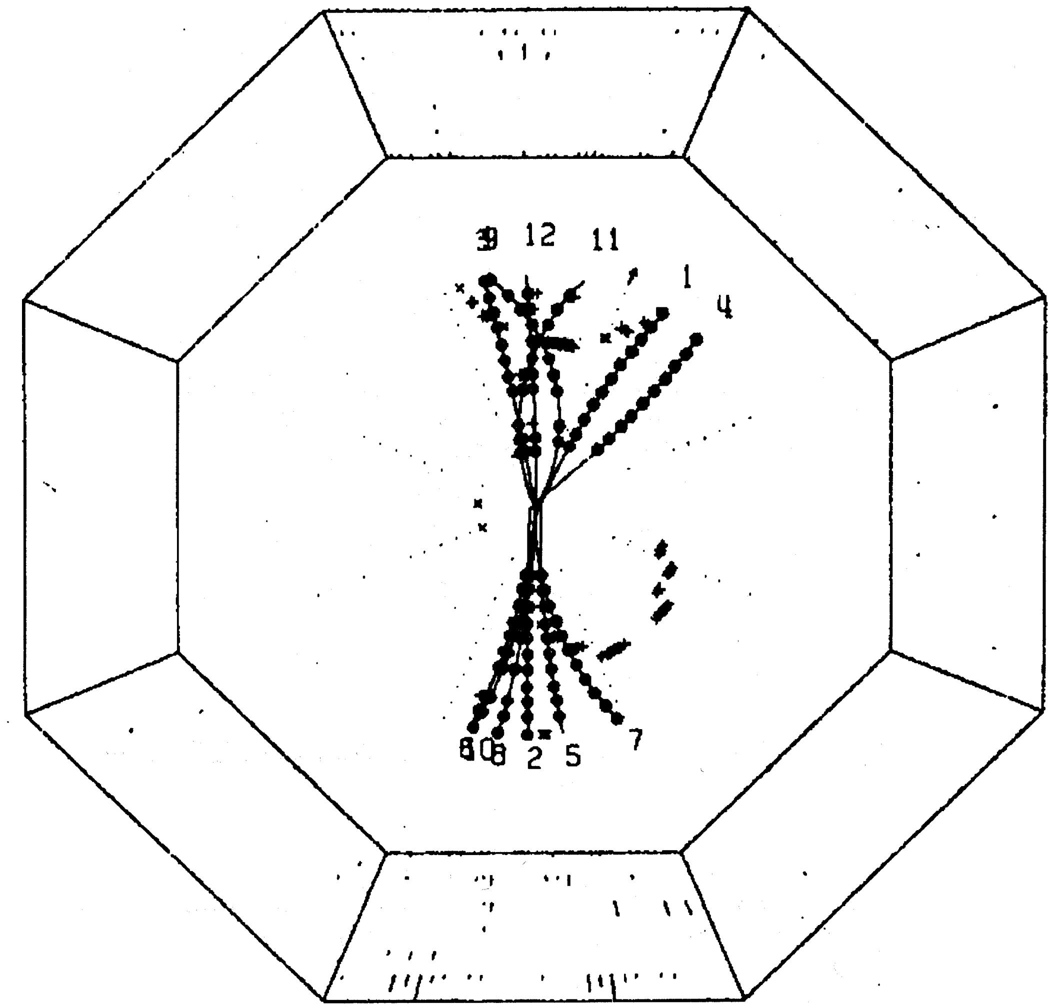
Experimente: CELLO/PLUTO, JADE, MARK J, TASSO

Heute: Vorbeschleuniger für H1



Schauer

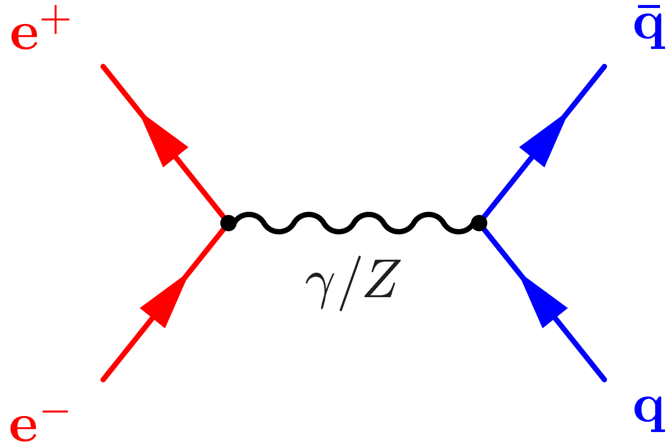
Typisches Bild eines 2-Jet-Events (Querschnitt senkrecht zur Strahlachse)



Aufgenommen von der Cello-Kollaboration bei Petra.

Hadronisation

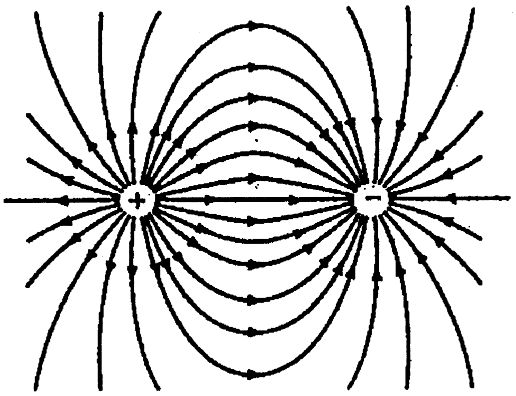
Vernichtung eines e^+e^--Paares in ein $\mathbf{q\bar{q}}$-Paar



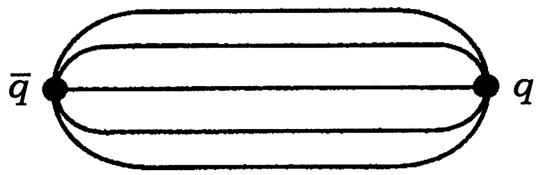
Primäre Quarks fliegen in entgegengesetzten Richtungen vom Wechselwirkungspunkt weg (back to back).

Aufgrund des Confinement ist es nicht möglich, die Quarks zu trennen.

Anschauung: Feldlinien



Kraftlinien in der QED (el. Dipol)



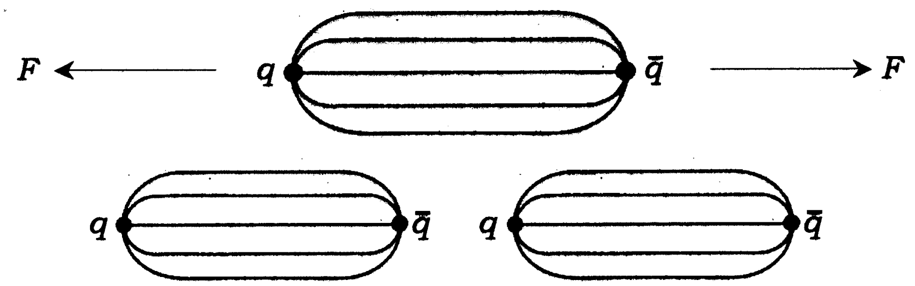
Kraftlinien in der QCD (Farbschlauch)

Jet-Bildung

Feldlinien in der QCD auf engen Schlauch begrenzt (fluxtube, string)

Energiedichte: etwa 1 GeV/fm

Energie im String nimmt zu, wenn Quarks voneinander weg bewegt werden. Bei ca. 1 GeV Aufbrechen des Strings, Bildung eines zweiten q$\bar{\text{q}}$-Paares (Hadronisierung)



Bei genügend hohen Energien der primären Quarks: Bildung zweier Hadronbündel: jets

Hadronenbündel behalten Richtung der primären Quarks bei.

. . . .

Wichtige Ergebnisse der Untersuchung von 2-Jet-Ereignissen:

Anzahl der erzeugten Quarksorten, Anzahl der Farb-Freiheitsgrade und Ladungen der Quarks

Hadronischer Wirkungsquerschnitt

Verhältnis der Wirkungsquerschnitte der Erzeugung von Hadronen und der Erzeugung eines $\mu^+\mu^-$-Paares:

$$R = \frac{\sigma\left(e^+e^- \to \text{Hadronen}\right)}{\sigma\left(e^+e^- \to \mu^+\mu^-\right)} = N_C \sum_f Q_f^2$$

Bei fünf Quarksorten (u, d, s, c, b):

$$R = N_C \cdot \left(q_u^2 + q_d^2 + q_s^2 + q_c^2 + q_b^2\right) = \frac{11}{3}$$

Experimentell: $R \approx 4$

Rechnung zu 1. Ordnung Störungstheorie:

$$R = \frac{11}{3}\left(1 + \frac{\alpha_s}{\pi}\right) + \mathcal{O}(\alpha_s^2)$$

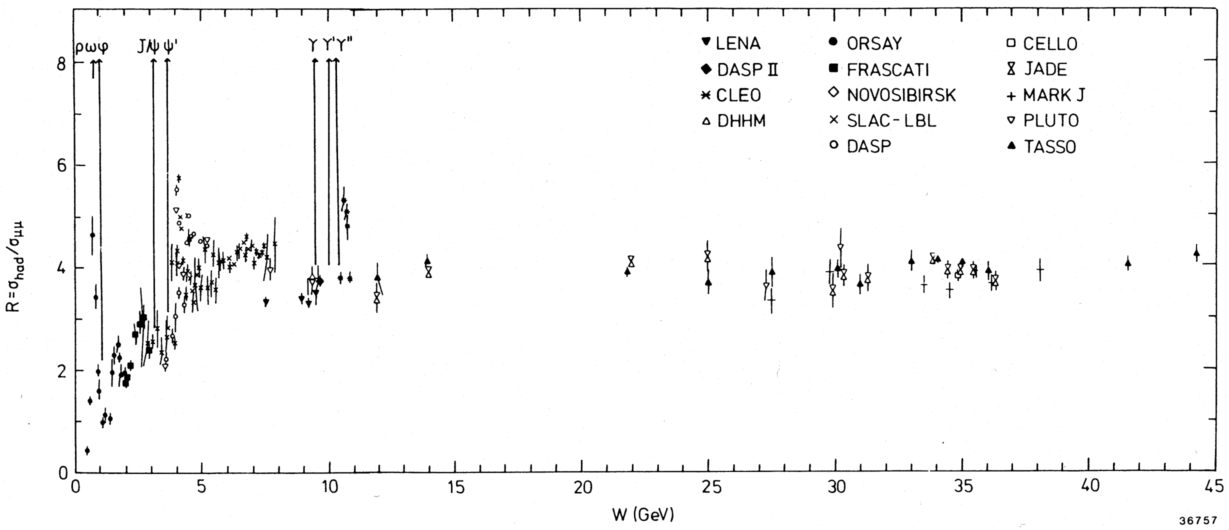
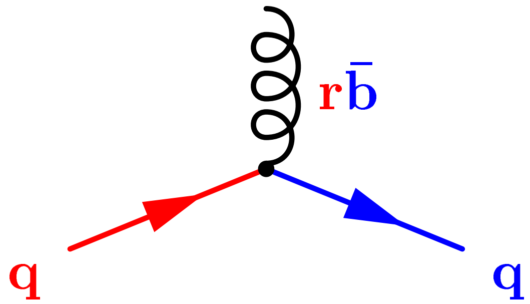


Fig. 2.3. The ratio of $R = \sigma(e^+e^- \to \text{hadrons})/\sigma_{\mu\mu}$ where $\sigma_{\mu\mu} = 4\pi\alpha^2/3s$. The data are taken from a compilation in ref. [2.5].

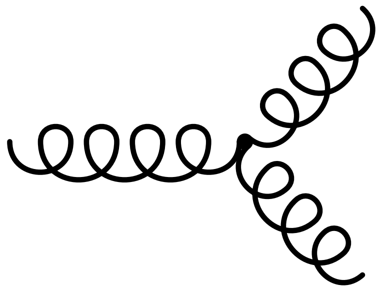
Gluon-Vertices

Laut QCD müßten die folgenden Vertices existieren:

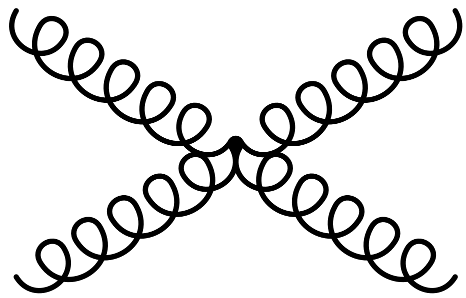
Quark-Gluon-Wechselwirkung:



Gluon-Gluon Dreiervertex



Gluon-Gluon Vierervertex

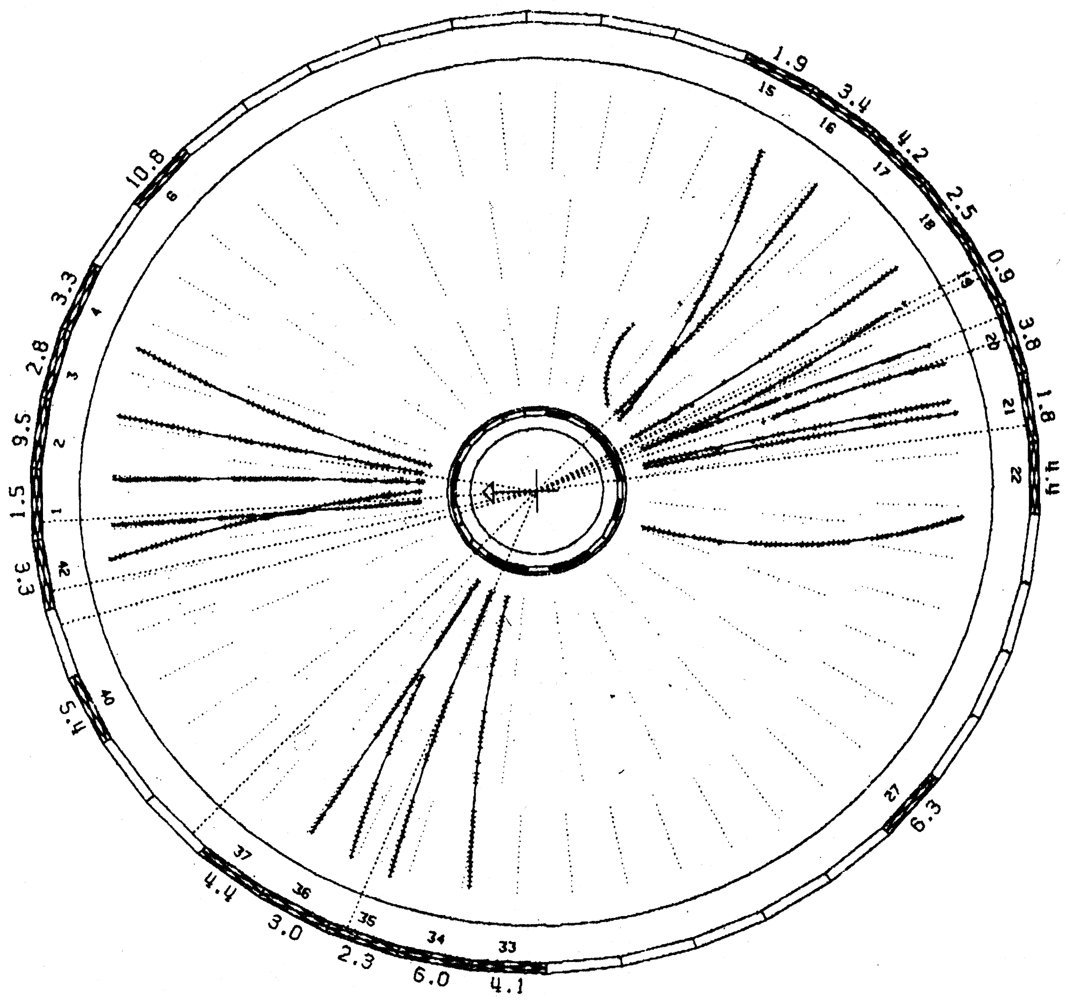


Experimentelle Aufgaben: Nachweis des Gluons, Bestimmung von α_s, Messung des Gluonspins, Nachweis der Gluon-Selbstkopplung, Flavorunabhängigkeit von α_s

3-Jet-Ereignisse

Tests der QCD durch Untersuchung von 3-Jet-Ereignissen

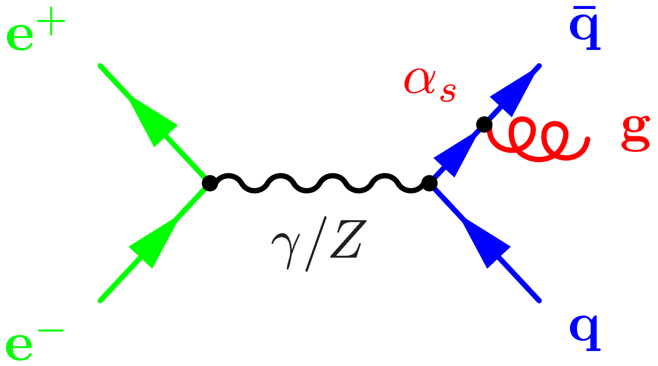
Entspricht höheren Ordnungen in einer perturbativen Entwicklung



Aufnahme von Jade aus der Sicht der Strahlachse

3-Jet-Ereignisse

Mehr-Jet-Ereignisse möglich durch Gluon-Abstrahlung:



Dadurch: Nachweis des Gluons (1979 bei Petra)

Kopplung bestimmt durch α_s, also Bestimmung von α_s möglich

QCD renormierte Eichtheorie $\Longrightarrow$ laufende Kopplungskonstante

$$\alpha_s(\mu) = \frac{\alpha_s(\mu_0)}{1 - \beta_0^s \alpha_s(\mu_o) \ln \frac{\mu^2}{\mu_0^2}}$$

Verlauf von α_s durch QCD vorhergesagt
$\Longrightarrow$ Es genügt, $\alpha_s(\mu_0)$ zu bestimmen.

Häufig: $\mu_0 = M_Z$

Wichtig: Bei hohen Energien geht $\alpha_s \to 0 \Longrightarrow$ Asymptotische Freiheit

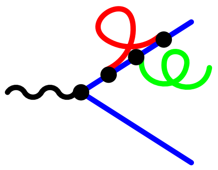
Bei niedrigen Energien divergiert $\alpha_s \Longrightarrow$ Nicht perturbativer Bereich der QCD

Bestimmung von α_s

Zu erster Ordnung α_s bestimmbar aus Anteil der 3-Jet-Ereignisse.

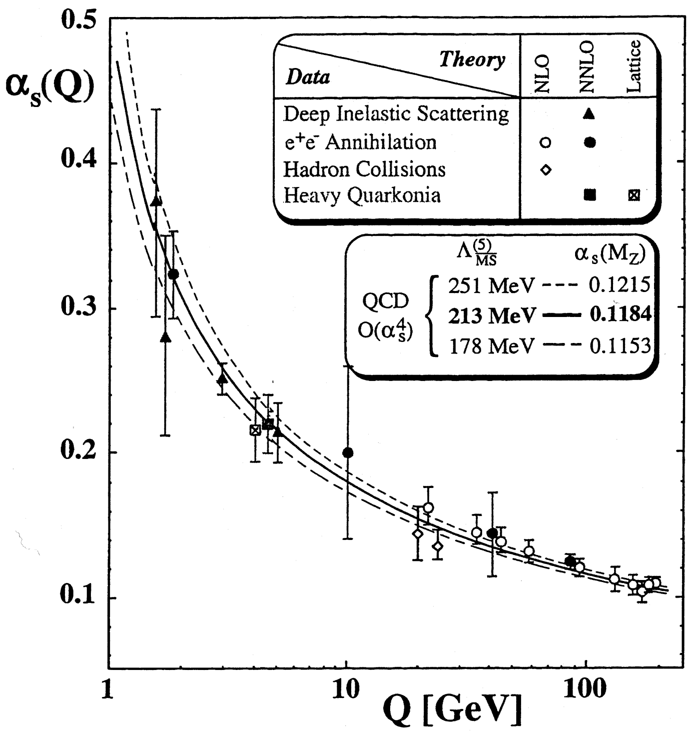
Für exakte Bestimmung von α_s müssen höhere Ordnungen in der Entwicklung berücksichtigt werden. Problem der theoretischen Physik: Rechnungen existieren nur bis zur Ordnung α_s^2.

Vielzahl an Graphen höherer Ordnung. z.B.:



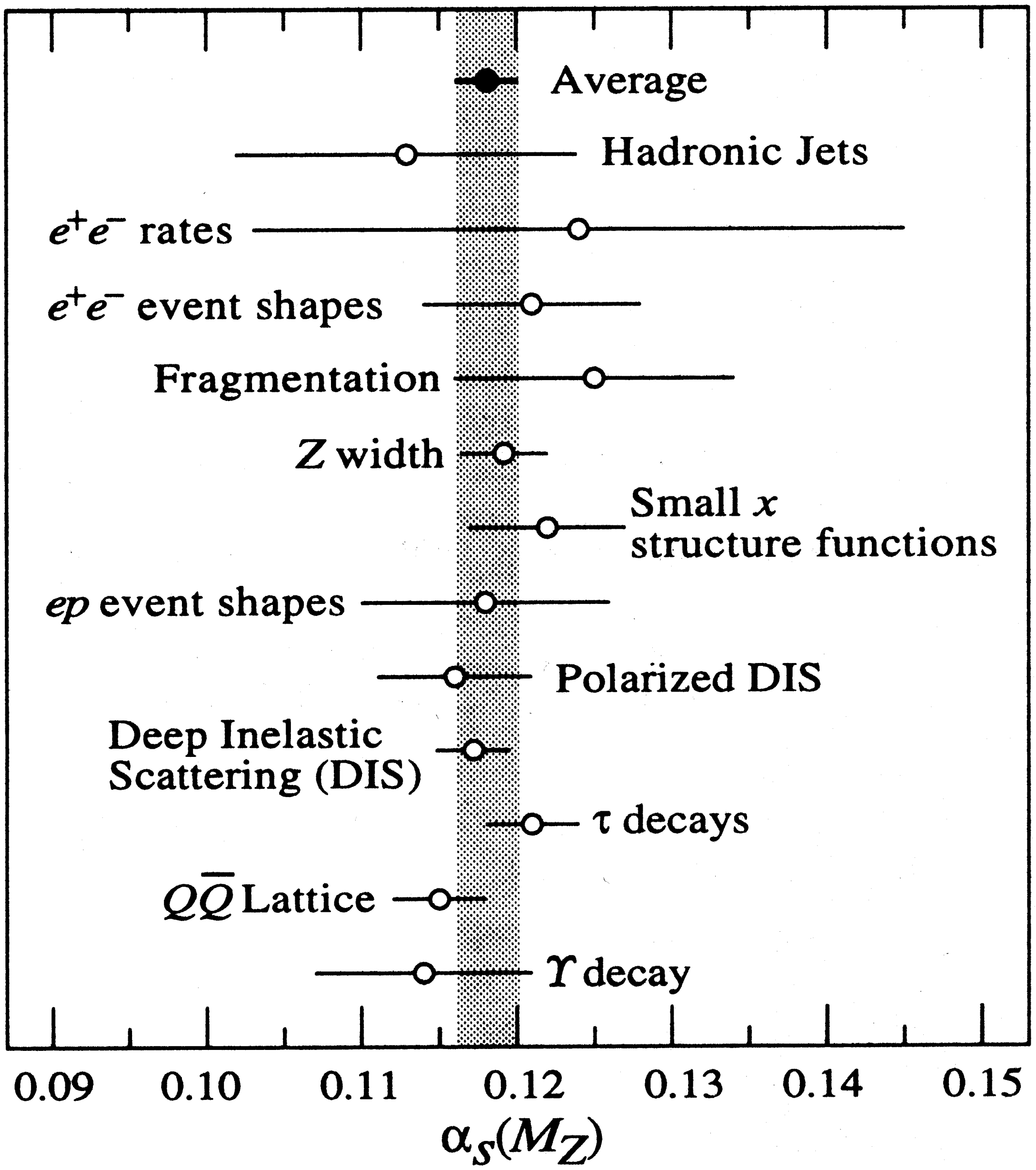
Entwicklung zu höherer Ordnung notwendig wegen Größe der Kopplungskonstanten

α_s aus aktuellen Messungen:



α_s World-Summary

Zusammenstellung der aktuellsten Meßwerte für $\alpha_s(m_Z)$:

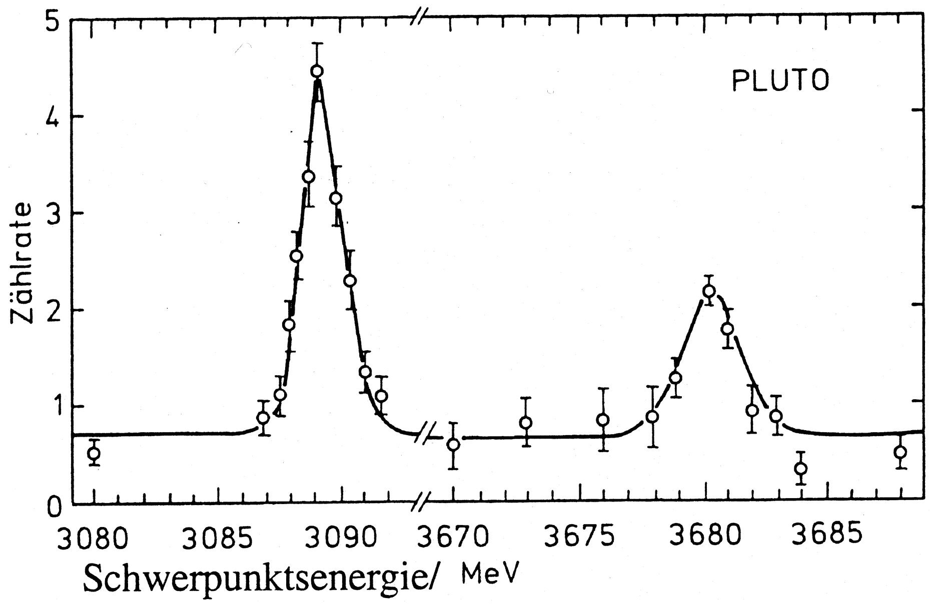


$$\text{Mittelwert}: \quad \alpha_s(m_Z) = 0.118 \pm 0.003$$

Das QCD-Potential

Analyse des QCD-Potentials durch Untersuchung von Quarkonium, wasserstoffartigen Systemen aus Quark und Antiquark einer Sorte, z.B. Charmonium

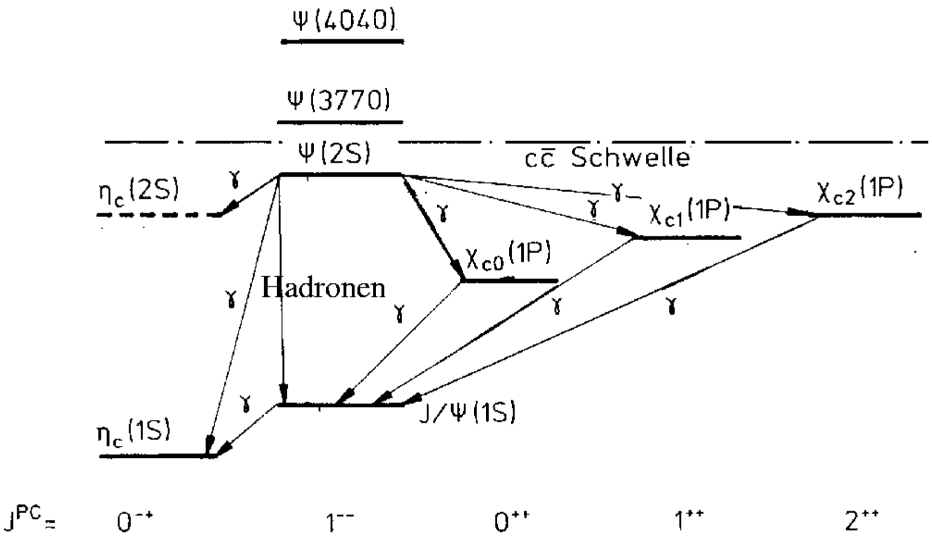
$$|J/\Psi\rangle = |\mathbf{c\bar{c}}\rangle$$



Verschiedene Massenzustände werden als unterschiedliche Anregungszustände des Ψ interpretiert

Quarkonium-Spektroskopie

In Analogie zur Wasserstoff-Spektroskopie ergibt sich ein Termschema:



Schrödinger-Gleichung für QCD-Potential nicht analytisch lösbar, aber gute Übereinstimmung bei numerischen Rechnungen für festen Wert von $\alpha_s \approx 0,3$

Entsprechende Beobachtungen auch bei $\mathbf{b\bar{b}}$-Mesonen (Υ).

Top-Quarks bilden kein Quarkonium, da die Lebensdauer mit $\tau \approx 10^{-25}$ s zu gering ist.

Spin des Gluons

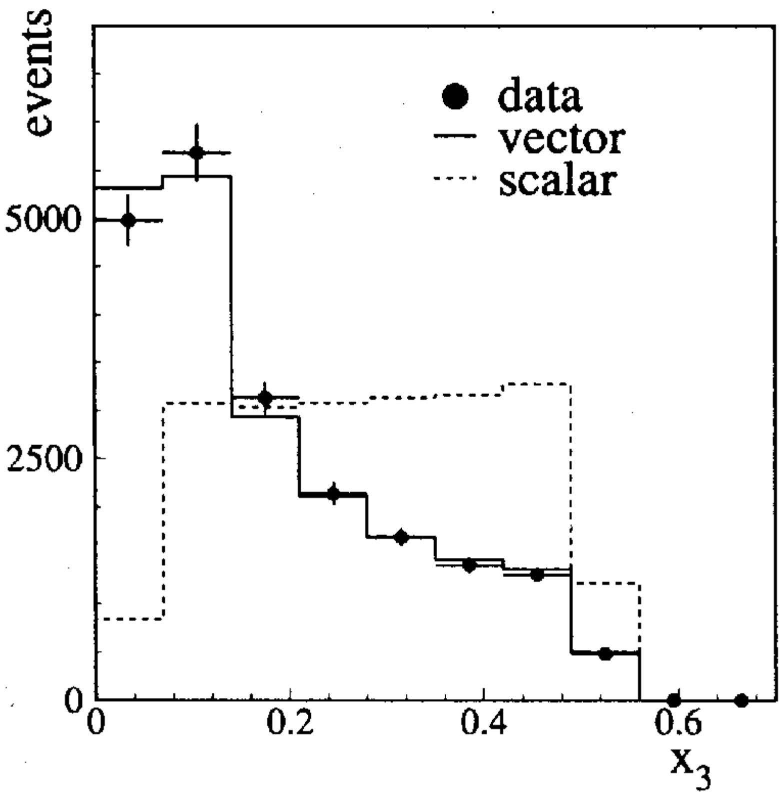
Beschreibung von 3-Jet-Ereignissen durch Energievariable $x_1,\ x_2,\ x_3$.

$$x_i = \frac{E_i}{E_e}, \qquad x_1 + x_2 + x_3 = 2, \qquad x_1 > x_2 > x_3$$

Gemäß QCD stammt Jet 3 mit großer Wahrscheinlichkeit vom Gluon.

Verteilungen in den Jet-Energien x_2, x_3 hängen vom Gluonspin ab.

Vergleich von numerischen Berechnungen für skalare ($S = 0$) und Vektorbosonen ($S = 1$) zeigen: Gluon hat Spin 1



Zusammenfassung

- Motivation für Quarkmodell: Hadronenspektrum, Seltsame Teilchen
- Erster Nachweis in Deep Inelastic Scattering
- Es gibt 3 Quarkfamilien
- Quarks nehmen an allen Wechselwirkungen teil
- QCD-Potential: Coulomb- + Feder-Potential $\Longrightarrow$ Confinement. Untersuchung durch Quarkonium-Spektroskopie
- Quarkmischung nur in der schwachen WW möglich. Beschreibung durch CKM-Matrix
- In Collider-Experimenten Auftreten von hadronischen Jets
- 2-Jet-Ereignisse lassen Rückschlüsse auf Anzahl der Quarksorten, der Farbfreiheitsgrade und auf Quarkladungen zu.

Zusammenfassung

- Durch 3-Jet-Ereignisse Nachweis des Gluons, Bestimmung von α_s
- α_s ist energieabhängig.
  geht gegen Null bei hohen Energien
  $\Longrightarrow$ asymptotic freedom
- Gluon trägt Farbladung $\Longrightarrow$ Gluon-Selbstkopplung
- Gluon ist Vektorboson (Spin 1). Nachweis über Topologie von 3-Jet-Ereignissen
- Nachweis der Gluon-Gluon-Wechselwirkung ebenfalls über Ereignistopologien