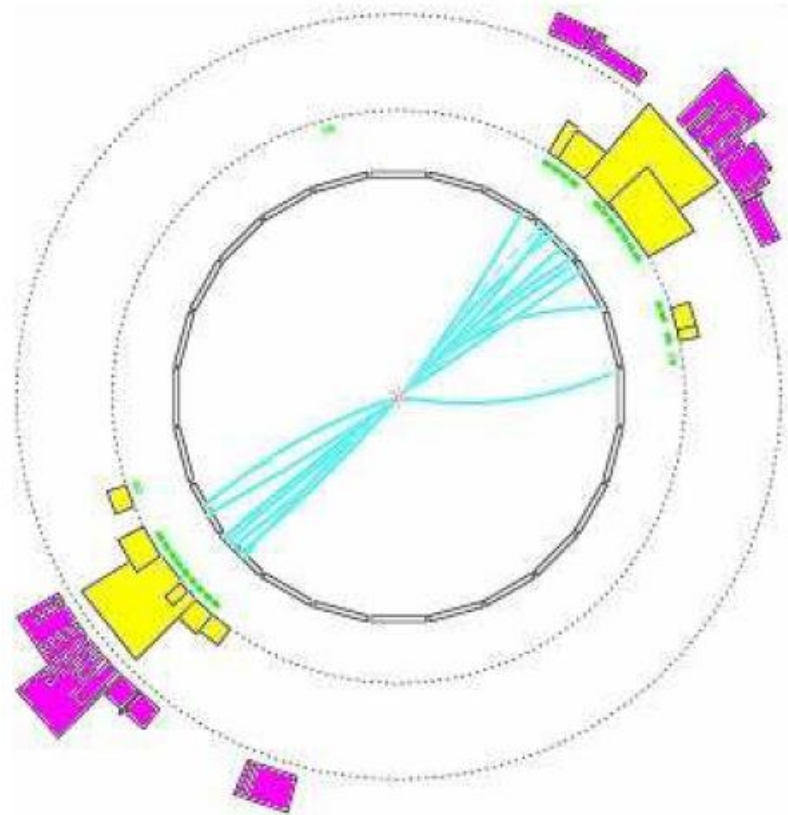
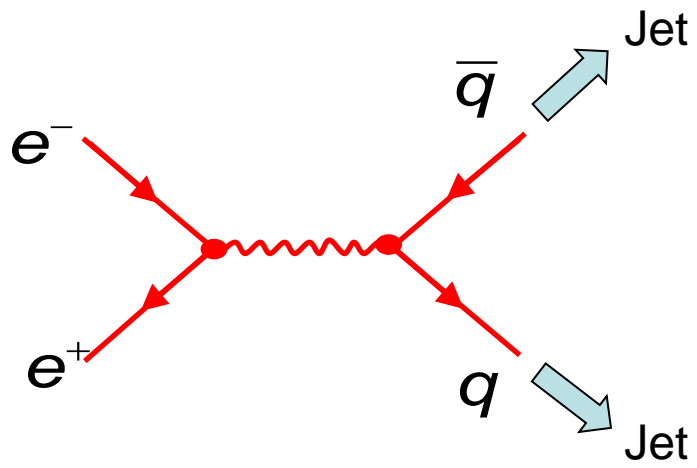


e^+e^- Annihilation in Hadronen: 2-Jet Ereignis

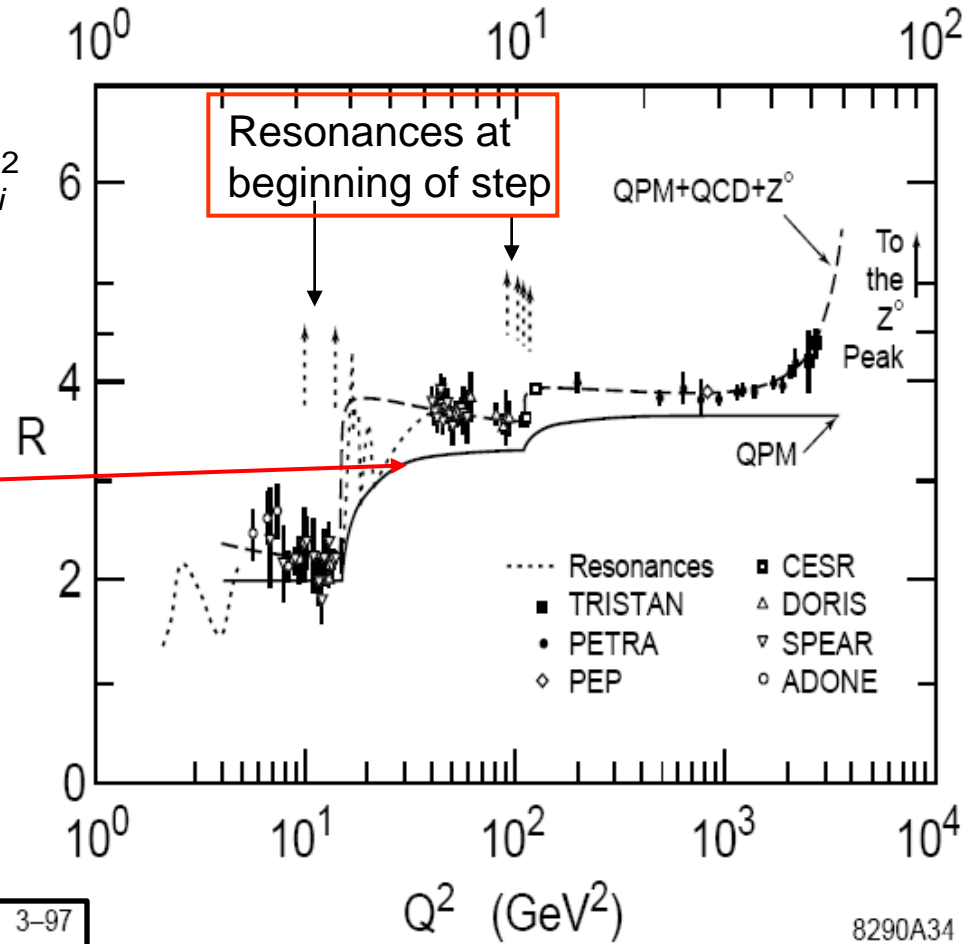


OPAL (LEP)

Definition:

$$R_{had} = \frac{\sigma(ee \rightarrow hadrons)}{\sigma(ee \rightarrow \mu\mu)} = 3 \cdot \sum_i Q_i^2$$

\sqrt{s}	Quarks	$R_{had} = 3 \cdot \sum_i Q_i^2$
$< \sim 3 \text{ GeV}$	uds	$3 \cdot 6/9 = 2.00$
$< \sim 10 \text{ GeV}$	udsc	$3 \cdot 10/9 = 3.33$
$< \sim 350 \text{ GeV}$	udscb	$3 \cdot 11/9 = 3.67$
$> \sim 350 \text{ GeV}$	udscbt	$3 \cdot 15/9 = 5.00$

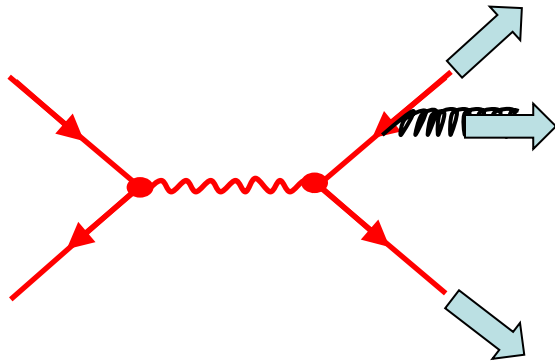


Bemerkung:
 Die obige Rechnung unterschätzt das gemessene Verhältnis R_{had} bei 15-20% was an nicht berücksichtigten QCD Korrekturen liegt (s. Fig. 5.3).

Fig-TP-5.2

Entdeckung der 3-Jet Ereignisse

TASSO Kollaboration am e^+e^-
Beschleuniger PETRA / DESY (1977):



bei $\sqrt{s}=20$ GeV

$$\frac{\#3 - \text{jet events}}{\#2 - \text{jet events}} \approx 0.25$$

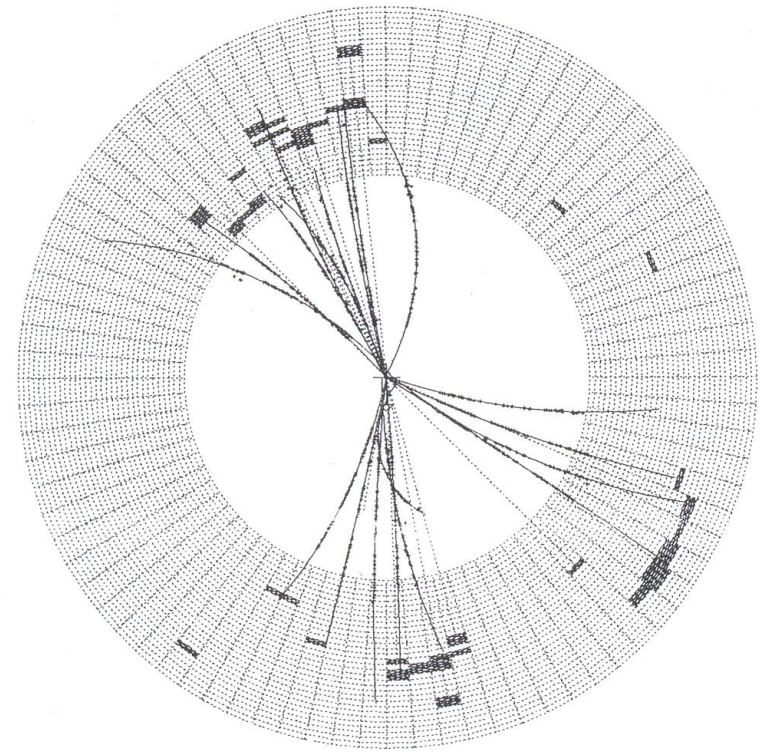


Fig. 11.12 A three-jet event observed by the JADE detector at PETRA.

Experimentelles Problem:
Fluktuiertes 2-Jet oder 3-Jet Ereignis?

5.2 Quark-Antiquark-Potential und Confinement

Glukonen tragen selbst Farbladung, weshalb sie miteinander koppeln können:

⇒ 3- und 4-Gluon-Vertices



Diese zusätzlichen Graphen modifizieren das “effektive” qq bzw. q \bar{q} Potential (z.B. in einem Meson). Für sehr kleine Abstände (entspricht bei Streuprozessen großem Q^2) nimmt das Potential sehr stark ab und die Quarks sind quasi frei: **asymptotische Freiheit**.

Bei großen Abständen steigt das q \bar{q} Potential linear an:

$$V(r) = -\frac{4}{3}(\hbar c) \frac{\alpha_s(r)}{r} + k r$$

Die Kraftlinien zwischen q und \bar{q} sind, aufgrund der Gluon-Gluon Wechselwirkung, zu einem Bündel (Farbfluss-Schlauch) zusammengepresst:



Schlauchartiger Verlauf der Kraftlinien ist Folge der Gluon-Gluon Kopplung.

Versucht man die Quarks weiter auseinanderzuziehen, wächst das Potential weiter linear an, und man braucht unendlich viel Energie um die Teilchen zu befreien.

Die Quarks sind also im Farbpotential eingesperrt: **Confinement**

a) Laufende Kopplungskonstante α_s und asymptotische Freiheit:

Die asymptotische Freiheit bei kleinen Abständen (großem Q^2) wird durch die in diesem Limit immer kleiner werdende Kopplungskonstante:

$$\alpha_s = \alpha_s(Q^2)$$

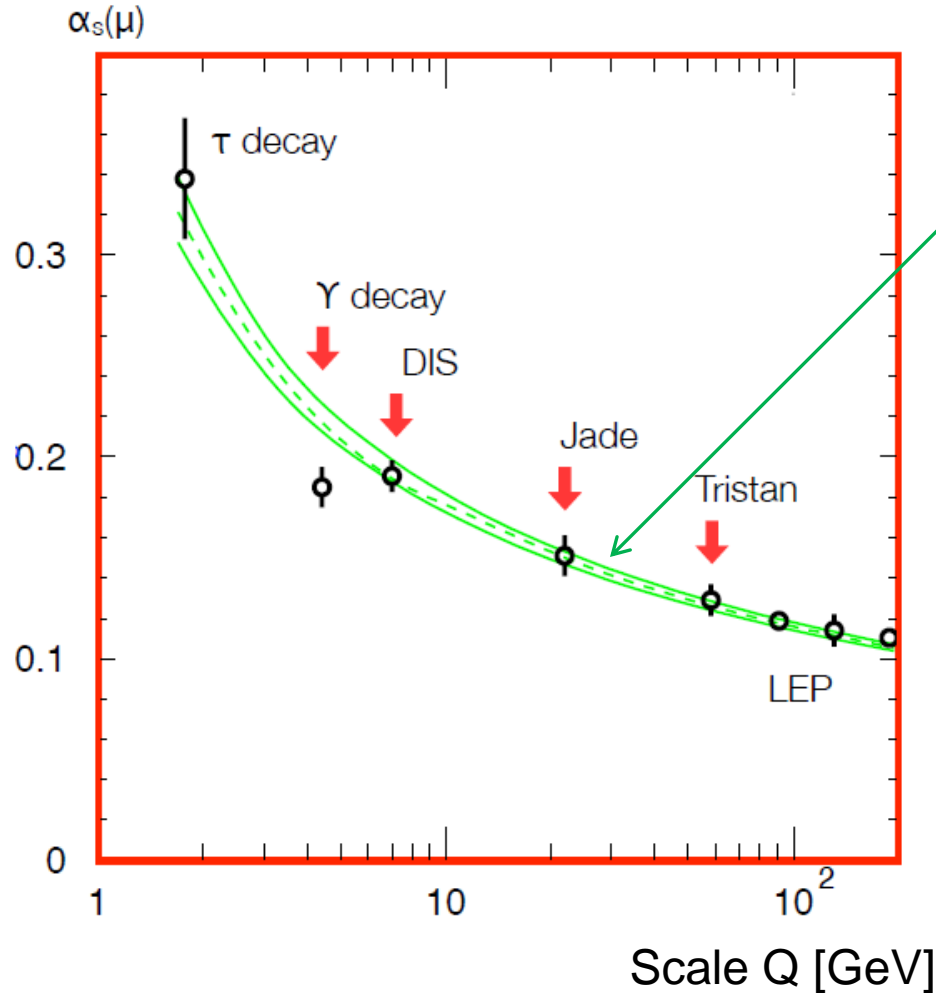
Für $Q^2 \rightarrow \infty$ geht $\alpha_s(Q^2) \rightarrow 0$ (s.a. Fig. 5.4). Dieses **Laufen von $\alpha_s(Q^2)$** wird durch die von Wilczek, Politzer und Gross 1975 vorgeschlagene Theorie der starken Wechselwirkung (Quantenchromodynamik, QCD) vorhergesagt und ist experimentell sehr gut bestätigt (\rightarrow Nobelpreis 2004)

Für kleine Q^2 ($Q^2 \rightarrow 0$) steigt die starke Kopplungskonstante $\alpha_s(Q^2)$ sehr stark an und erreicht bei etwa $Q^2 \approx (200 \text{ MeV})^2$ die Größe $O(1)$.

Eine **perturbative Behandlung** der starken WW ist in diesem Regime nicht mehr möglich: Die Bindung der von Quarks zu Hadronen kann also nicht im Rahmen der Störungstheorie behandelt werden (\rightarrow **Gittereichtheorie**).

Gleiches gilt für die Bindung der Nukleonen im Kern. Hier kommen effektive Theorien zur Anwendung (z.B. Pion-Austausch).

Laufende Kopplungskonstante $\alpha_s(Q^2)$



QCD Vorhersage des Runnings (α_s aus exp. Mittel)

Fig-TP-5.4

b) Untersuchung des $q\bar{q}$ -Potentials

Analog zum gebundenen $e^+ e^-$ -Zustand (Positronium) eignen sich gebundene Zustände schwerer Quarks ($c\bar{c}$ und $b\bar{b}$), um mehr über das $q\bar{q}$ Potential zu lernen.

Vergleicht man das Anregungsspektrum für Charmonium ($c\bar{c}$) mit dem von Positronium findet man starke Analogien.

Bem: Das Charmonium wurde 1974 gleichzeitig am BNL (B.Richter) und am SLAC (S.Ting) entdeckt. Niedrigster Zustand mit $J^{PC} = 1^{--}$ ist das J/ψ .

Die niedrigsten Zustände des Charmoniums liegen unterhalb der kinematischen Schwelle ab der der starke Zerfall in zwei D-Mesonen möglich ist. Sie können deshalb nur schwach zerfallen und haben verhältnismäßig lange Lebensdauern und damit sehr schmale Halbwertsbreiten ($\Gamma \approx 5 \text{ keV}$).

Die Auswertung der Charmonium-Zustände unter Annahme einer Potentials der Form

$$V(r) = -\frac{4}{3} (\hbar c) \frac{\alpha_s(r)}{r} + k r$$

Führte zu den folgenden Parametern: $m_c \approx 1.5 \text{ GeV}/c$, $\alpha_s \approx 0.3$, $k \approx 1 \text{ GeV}/\text{fm}$

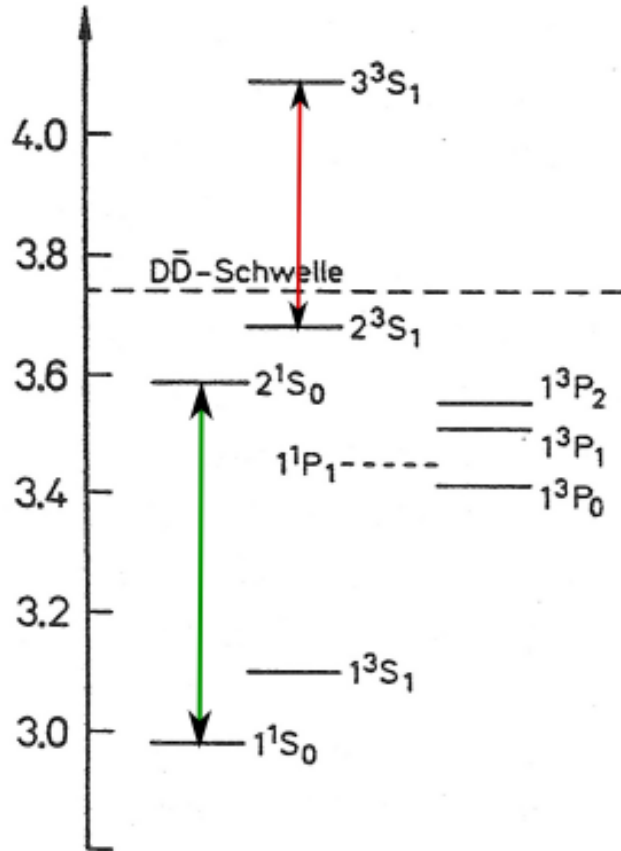
Vergleich: Charmonium und Positronium

Charmonium

Positronium

Masse [GeV/c^2]

Bindungsenergie [eV]



l=0	l=0	l=1
s=0	s=1	s=1



l=0	l=0	l=1
s=0	s=1	s=1

Fig-TP-5.5

Charmonium-Zustände

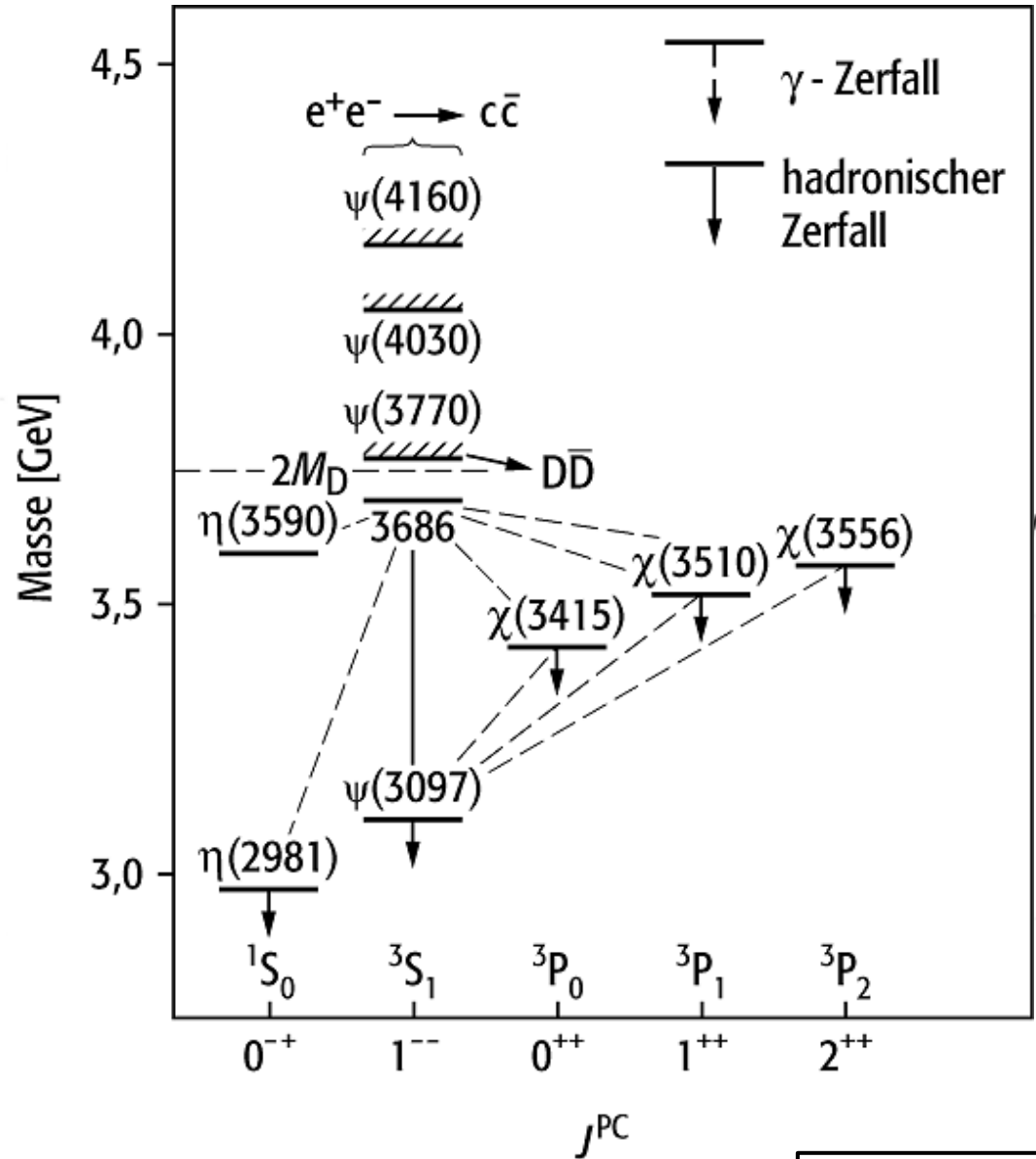
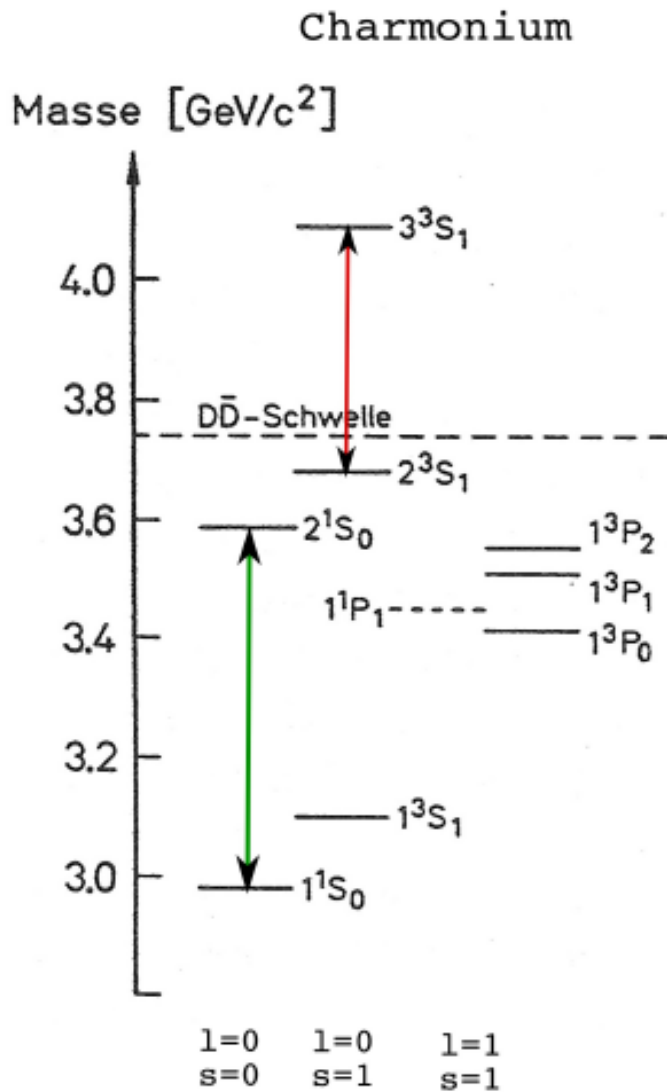
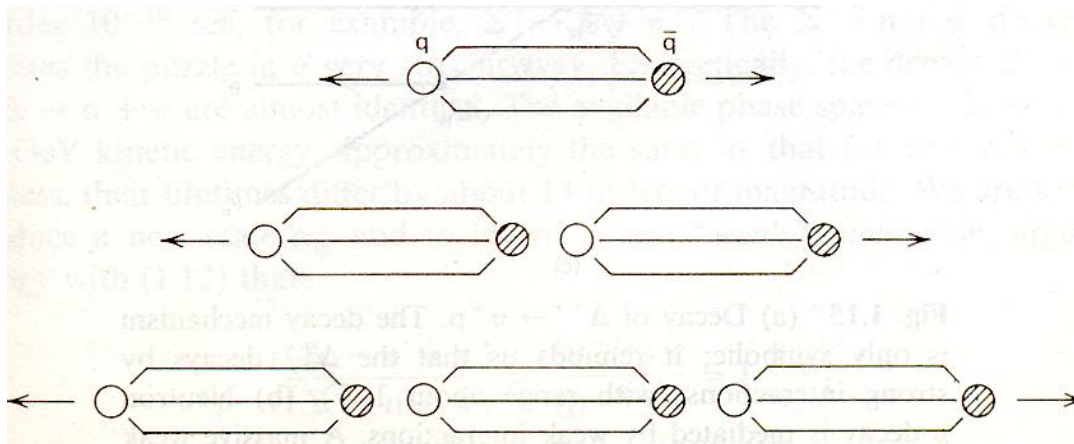


Fig-TP-5.6

c) Hadronisierung

Aufgrund des Confinements ist die Produktion freier Quarks (oder allg. freier farbgeladener Objekte) nicht möglich.

Der Produktion eines $q\bar{q}$ -Paares in der e^+e^- -Annihilation schließt sich deshalb der Prozess der **Hadronisierung** an:



Farbschlauch spannt sich ...

bricht auf und bildet neue $q\bar{q}$ -Paare.

Die entstehenden neuen Quarks und Antiquarks formen Hadronen die im Experiment als Teilchen-Jets beobachtbar sind.