

Existenz der Farbladung

Das Postulat einer neuen Quantenzahl, der Farbladung, welche nicht als frei beobachtbare Ladung auftritt, erscheint willkürlich. Wie auch beim Quarkmodell der Hadronen muß die Theorie der Farbladung, die Quanten Chromodynamik, erst in experimentellen Tests ihre Leistungsfähigkeit und Gültigkeit unter Beweis stellen.

Drei Beispiele sollen als Beleg für die Existenz einer solchen neuen Quantenzahl, der Farbladung, welche in drei verschiedenen Varianten auftreten soll, motivieren und belegen

- π^0 Lebensdauer
- τ -Lepton-Verzweigungsverhältnis in $e^+ \bar{\nu}_e \nu_\tau$
- Rate hadronischer Endzustände in $e^+ e^-$ -Vernichtung

π^0 - Lebensdauer

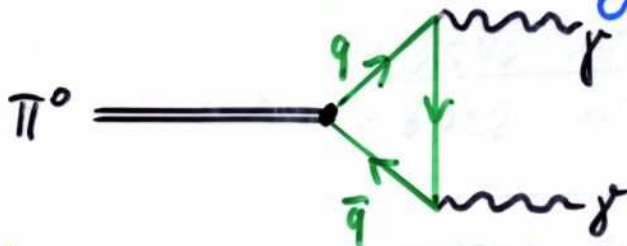
- Das π^0 -Meson zerfällt zu fast 100% in zwei Photonen. Seine exp. gemessene Lebensdauer beträgt

$$\tau_{\pi^0} = (8.4 \pm 0.6) \cdot 10^{-17} \text{ s},$$

das entspricht einer Zerfallsrate von

$$\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{\hbar}{\tau_{\pi^0}} = (7.8 \pm 0.6) \text{ eV}.$$

Die theoretische Berechnung des Zerfallsprozesses:



führt zu einer expliziten Abhängigkeit von der Anzahl der verschiedenen Farbladungsvarianten: Je mehr Varianten existieren und im Dreieck $\triangleleft \triangleright$ auftauchen und beitragen können, desto größer ist die Zerfallsrate. Ohne nähere Details (s. z.B. Ellis et al.: QCD and Collider Phys.) folgt aus der theoretische Berechnung:

$$\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) \approx 7.7 \text{ eV} \cdot \left(\frac{N_c}{3}\right)^2$$

wobei N_c die Anzahl der Farbladungsvarianten ist.

\Rightarrow Experimentelle Bestätigung von $N_c = 3$!

τ -Lepton-Verzweigungsverhältnis

- Das τ -Lepton mit seiner Masse von ca. 1.78 GeV hat kinematisch verschiedene Möglichkeiten des Zerfalls:

$$\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$$

$$\rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$$

$$\rightarrow d \bar{u} \nu_\tau$$

(einige weitere Zerfallskanäle existieren, die jedoch aufgrund der CKM-Quarkmischungsmatrix Cabibbo-unterdrückt sind)

Das Verzweigungsverhältnis $B(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau)$ ergibt sich durch einfaches Abzählen:

$$B(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau) = \frac{\Gamma(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau)}{\Gamma(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau) + \Gamma(\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau) + \Gamma(\tau^- \rightarrow d \bar{u} \nu_\tau)}$$
$$\approx \frac{1}{1 + 1 + N_c} \stackrel{N_c=3}{=} 20\%$$

Aus dem exp. gemessenen Wert

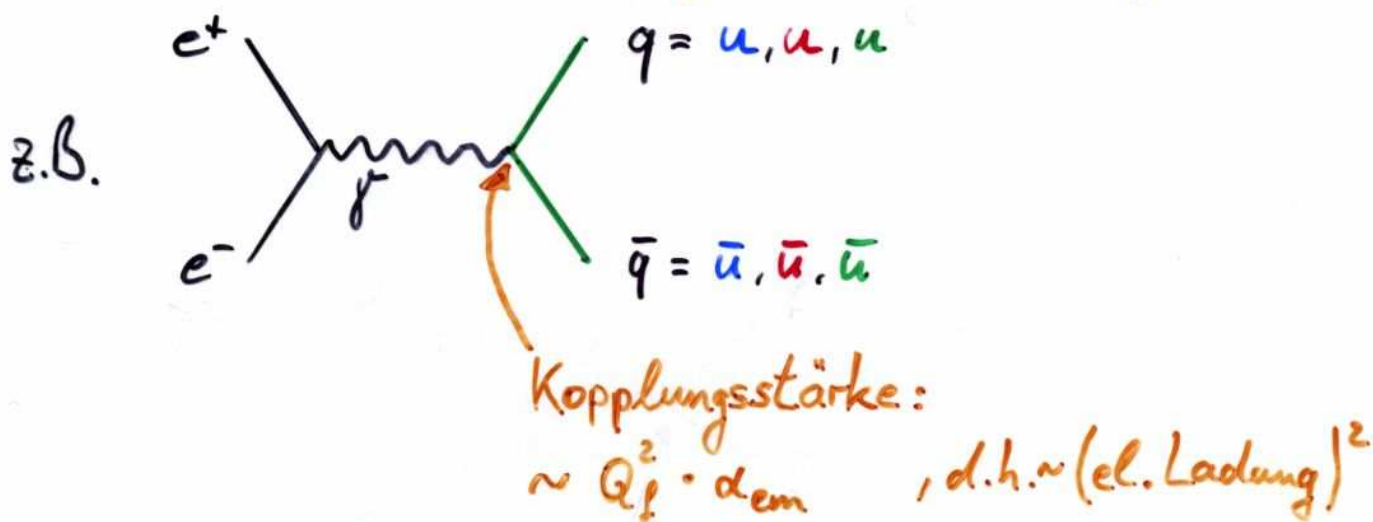
$$B(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau) = (17.83 \pm 0.06)\%$$

folgt eine weitere Bestätigung von $N_c = 3$

(Die Unterschiede stammen aus hier vernachlässigten Korrekturen)

R_{had} in e^+e^- -Vernichtung

- Auch in diesem Fall folgt der Beleg aus einfachem Abzählen der möglichen Endzustände bei der Elektron-Positron-Vernichtung in Quark-Antiquarks:



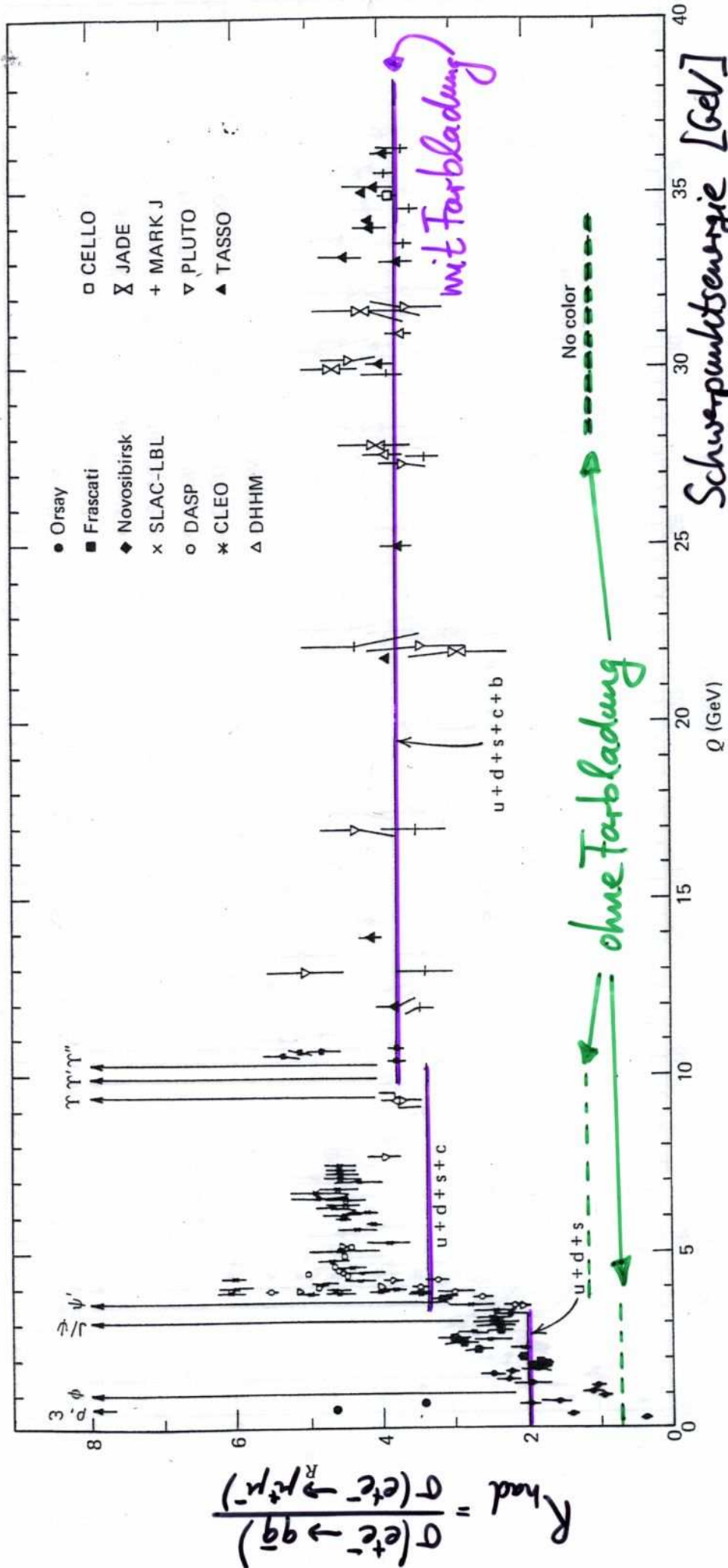
$$R_{had} \equiv \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}, c\bar{c}, b\bar{b})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}$$

$$= \frac{N_c \cdot (Q_u^2 + Q_d^2 + Q_s^2 + Q_c^2 + Q_b^2)}{Q_\mu^2}$$

$$= N_c \cdot \left(\left(\frac{2}{3}\right)^2 + \left(-\frac{1}{3}\right)^2 + \left(-\frac{1}{3}\right)^2 + \left(\frac{2}{3}\right)^2 + \left(-\frac{1}{3}\right)^2 \right)$$

$$\Rightarrow R_{had} = \begin{cases} 11/3 \approx 3.67 \\ 11/9 \approx 1.22 \end{cases} \quad \text{für } N_c = \begin{cases} 3 \\ 1 \end{cases}$$

Existenz der Farbladung



Schwellenenergie [GeV]

Fig. 11.3 Ratio R of (11.6) as a function of the total e^-e^+ center-of-mass energy. (The sharp peaks correspond to the production of narrow 1^- resonances just below or near the flavor thresholds.)

Proton im statischen Quarkmodell

Die antisymmetrische Farbwellenfkt. $\mathcal{F}(\text{colour})$ für Baryonen ist

$$\mathcal{F}(\text{colour}) = \frac{1}{\sqrt{6}} [(rgb - rbg) + (gbr - grb) + (brg - bgr)]$$

⇒ $|p_{gs}^{\uparrow}\rangle$ hat $9 \times 6 = 54$ Terme der Form

$$u_r^{\uparrow} u_g^{\uparrow} d_b^{\downarrow} - u_r^{\uparrow} u_b^{\uparrow} d_g^{\downarrow} + \dots$$

ist aber insgesamt antisymmetrisch unter Vertauschung zweier beliebiger Komponenten: $1 \leftrightarrow 2, 1 \leftrightarrow 3, 2 \leftrightarrow 3$

Wellenfkt. ist länglicher Ausdruck, aber im Prinzip nicht kompliziert. Glücklicherweise braucht man für unpolarisiert Protonen nur

$|p\rangle = \mathcal{F}(\text{flavour}) = (|uud - duu\rangle) / \sqrt{2} + \text{Permutationen}$
bei polarisierten Protonen ist allerdings schon

$|p^{\uparrow}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (2 u^{\uparrow} u^{\uparrow} d^{\downarrow} - u^{\uparrow} u^{\downarrow} d^{\uparrow} - u^{\downarrow} u^{\uparrow} d^{\uparrow}) + \text{Permutationen}$
erforderlich

Konzept der Quantenchromodynamik QCD

- Zur Erinnerung: • an QED
- electrom. Wechselwirkung folgt aus der lokalen Eichinvarianz der Gruppe $U(1)$
 - besitzt einen Typ der Ladung mit pos. oder negativem Vorzeichen
 - Photon ist Vermittler der electrom. Kraft

Die starke Wechselwirkung besitzt Ladungen in drei verschiedenen Ausprägungen. Sie wird aber nicht durch eine Art dreifacher QED beschrieben ($U(1) \otimes U(1) \otimes U(1)$), sondern durch eine Struktur, die der $SU(3)$ colour Eichinvarianz unterliegt

(Achtung: $SU(3)_{\text{colour}}$ und $SU(3)_{\text{flavour}}$ haben außer der gleichen Gruppenstruktur nichts miteinander zu tun. Tatsächlich ist $SU(3)_{\text{flavour}}$ nur eine approximative Symmetrie, die für (fast) masselose Quarks anwendbar ist, während die $SU(3)_{\text{colour}}$ Struktur eine exakte Eichinvarianz der QCD darstellt.)

Veranschaulichung von $SU(3)_{\text{colour}}$

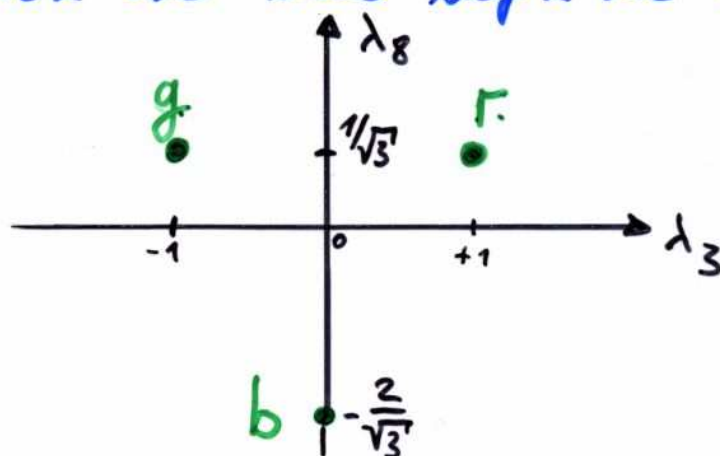
Die Gruppe $SU(3)$ kann durch 3×3 Matrizen repräsentiert werden. Wähle für die drei Farben die Eigenvektoren

$$r = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad g = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad b = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

dann beschreiben die Generatoren der $SU(3)$, welche 3×3 Matrizen sind, Transformationen der Eigenvektoren. Die übliche Wahl für die Generatoren sind die Gell-Mann-Matrizen, die sich aus den Pauli-Matrizen "konstruieren" lassen. r, g, b sind gleichzeitige Eigenvektoren der Matrizen λ_3 und λ_8 , die Diagonalmatrizen sind:

$$\lambda_3 = \begin{pmatrix} 1 & & \\ & -1 & \\ & & 0 \end{pmatrix} ; \quad \lambda_8 = \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & & \\ & 1 & \\ & & -2 \end{pmatrix}$$

Mit diesen Matrizen als Basis liegen die Eigenvektoren wie folgt:



bestimmt durch die Eigenwerte der Eigenvektoren r, g, b . Die 8 Gell-Mann-Matrizen $\lambda_1, \dots, \lambda_8$ bzw. Linearkombinationen davon transformieren die Eigenvektoren und bilden sie aufeinander ab (vgl. Pauli-Matrizen $\tau^\pm = \frac{1}{2}(\tau_1 \pm i\tau_2)$, die den Drehimpuls/Spin um eine Einheit vergrößern bzw. verkleinern)

SU(2)-Isospin

SU(3)colour

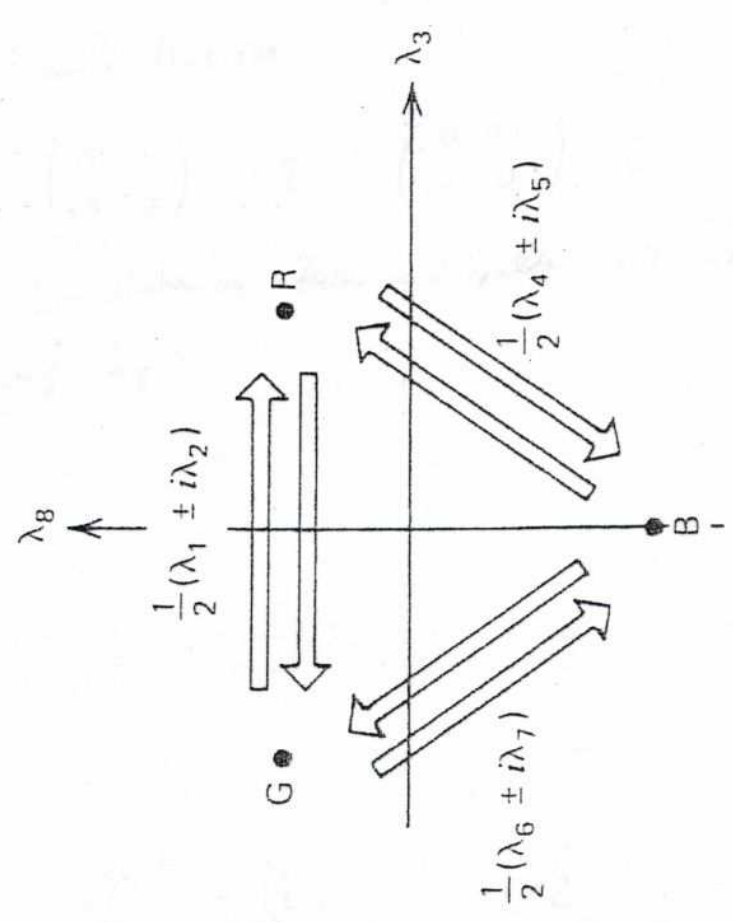
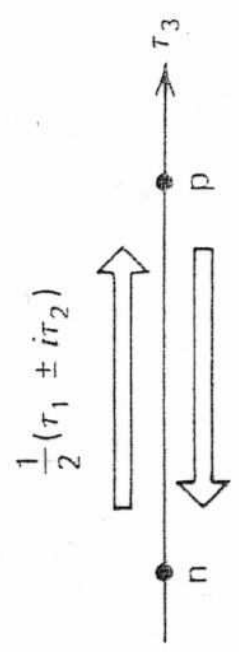


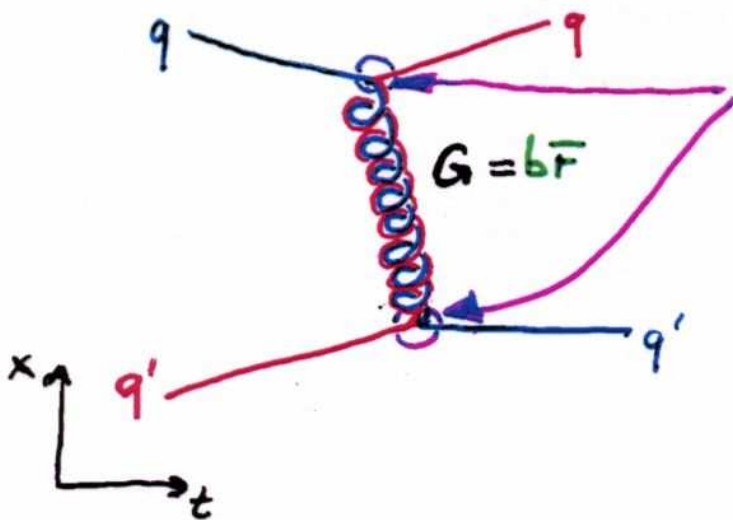
Fig. 2.3 The action of the generators (τ_i and λ_i) on fundamental representations of $SU(2)$ of isospin and $SU(3)$ of color, respectively.

Struktur der QCD

$SU(3)_{\text{colour}}$ führt zu acht Austauschbosonen
als Vermittler der starken Kraft: Gluonen G

$$G = r\bar{g}, r\bar{b}, g\bar{r}, g\bar{b}, b\bar{r}, b\bar{g}, \frac{1}{\sqrt{2}}(r\bar{r} - g\bar{g}), \frac{1}{\sqrt{6}}(r\bar{r} + g\bar{g} - 2b\bar{b})$$

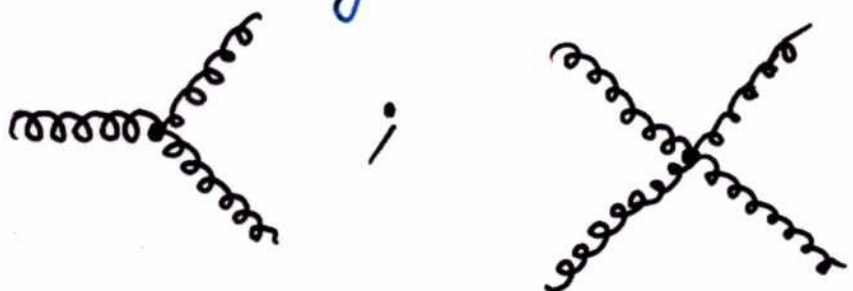
Art der Wechselwirkung:



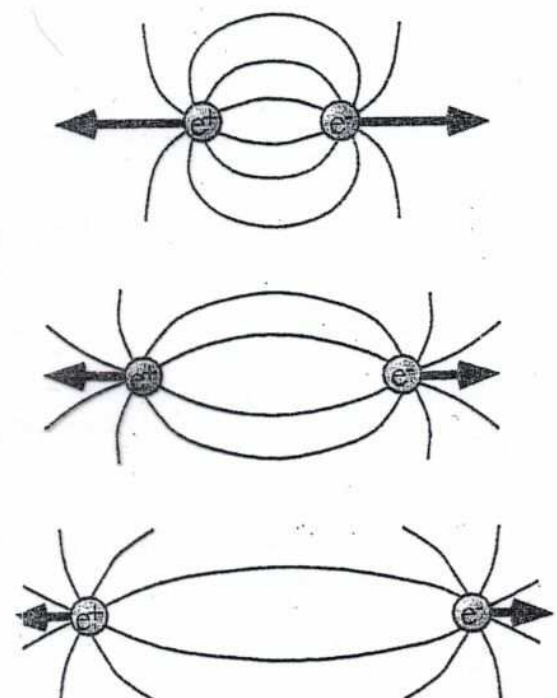
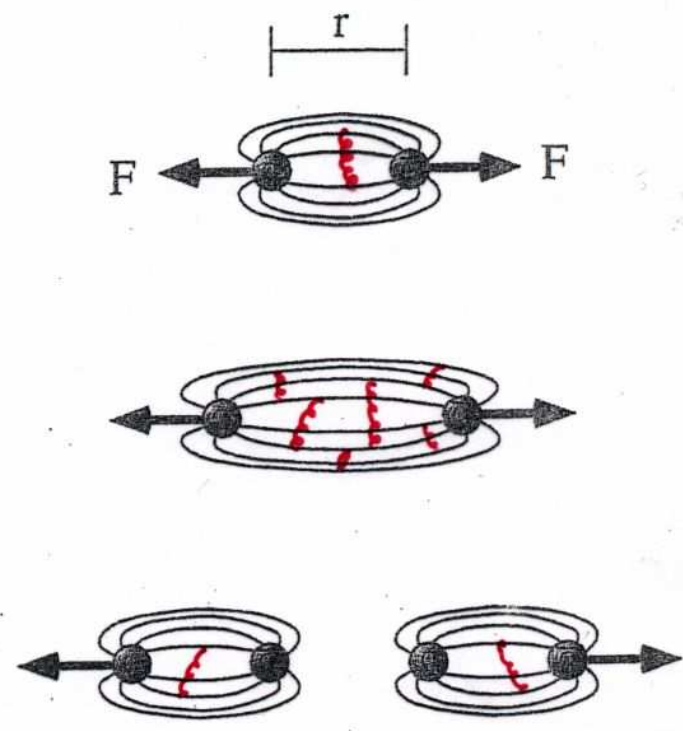
Kopplungsstärke $:= \frac{1}{2} g_1 g_2 \cdot d_S$
 $\frac{1}{2} |g_1 g_2| =: C_F$
Farbfaktor \uparrow

Man beachte: Gluonen tragen selbst Farbladung!

→ Gluonen können untereinander in Wechselwirkung treten:



Elektrisches Feld und Farb-Feld

| QED | QCD |
|---|---|
| <p><i>Elektrische Ladungen:</i> Kraft $F \propto 1/r^2$ Energiedichte $\propto 1/r$</p> | <p><i>Farbladungen:</i> Kraft $F \propto \text{const.}$ Energiedichte $\propto r$</p> |
|  <p>Energiedichte zwischen Ladungsträgern nimmt ab.</p> |  <p>Energiedichte steigt an, bis ein neues Quark-Antiquark-Paar aus dem Vakuum erzeugt wird.</p> |

Zieht man zwei Farbladungen auseinander, so schnürt sich das Farbfeld zu einem dünnen Schlauch, String genannt, zusammen
 Stringspannung: $K \approx 16 \text{ eV/fm}$

f^{ABC} ($A, B, C = 1, \dots, 8$) are the structure constants of the SU(3) colour group. The quark fields q_a are in the triplet representation of the colour group, ($a = 1, 2, 3$) and D is the covariant derivative. Acting on triplet and octet fields the covariant derivative takes the form

$$(D_\alpha)_{ab} = \partial_\alpha \delta_{ab} + ig (t^C \mathcal{A}_\alpha^C)_{ab}, \quad (D_\alpha)_{AB} = \partial_\alpha \delta_{AB} + ig (T^C \mathcal{A}_\alpha^C)_{AB}, \quad (1.12)$$

where t and T are matrices in the fundamental and adjoint representations of SU(3) respectively:

$$[t^A, t^B] = if^{ABC} t^C, \quad [T^A, T^B] = if^{ABC} T^C, \quad (T^A)_{BC} = -if^{ABC}. \quad (1.13)$$

A representation for the generators t^A is provided by the eight Gell-Mann matrices, which are hermitean and traceless,

$$t^A = \frac{1}{2} \lambda^A \quad (1.14)$$

$$\lambda^1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \lambda^2 = \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \lambda^3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

$$\lambda^4 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \lambda^5 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{pmatrix}, \lambda^6 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix},$$

$$\lambda^7 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix}, \lambda^8 = \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix}. \quad (1.15)$$

By convention the normalization of the SU(N) matrices is chosen to be

$$\text{Tr } t^A t^B = T_R \delta^{AB}, \quad T_R = \frac{1}{2}. \quad (1.16)$$

With this choice, the colour matrices obey the following relations:

$$\sum_A t_{ab}^A t_{bc}^A = C_F \delta_{ac}, \quad C_F = \frac{N^2 - 1}{2N} \quad (1.17)$$

$$\text{Tr } T^C T^D = \sum_{A,B} f^{ABC} f^{ABD} = C_A \delta^{CD}, \quad C_A = N. \quad (1.18)$$

Thus for the specific case of SU(3) we have

$$C_F = \frac{4}{3}, \quad C_A = 3. \quad (1.19)$$

Veranschaulichung von $SU(3)$ colour

Die 8 Gell-Mann-Matrizen bzw. ihre Linearkombinationen, die die Transformationen der Farbeigenvektoren r, g, b ausführen, entsprechen den Gluonen, welche die Wechselwirkung zwischen den farbgeladenen Quarks vermitteln:

$$\frac{1}{2}(\lambda_1 + i\lambda_2) = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \cong \text{Gluon } G = r\bar{g}$$

$$\frac{1}{2}(\lambda_1 - i\lambda_2) = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \cong g\bar{r}$$

$$\frac{1}{2}(\lambda_4 + i\lambda_5) = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \cong r\bar{b}$$

$$\frac{1}{2}(\lambda_4 - i\lambda_5) = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \cong b\bar{r}$$

$$\frac{1}{2}(\lambda_6 + i\lambda_7) = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \cong g\bar{b}$$

$$\frac{1}{2}(\lambda_6 - i\lambda_7) = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \cong b\bar{g}$$

$$\lambda_3 = \begin{pmatrix} 1 & & \\ & -1 & \\ & & 0 \end{pmatrix} \cong \frac{1}{\sqrt{2}}(r\bar{r} - g\bar{g})$$

$$\lambda_8 = \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & & \\ & 1 & \\ & & -2 \end{pmatrix} \cong \frac{1}{\sqrt{6}}(r\bar{r} + g\bar{g} - 2b\bar{b})$$

Kopplungsstärke der QCD

- Die electromagn. Kopplungsstärke zwischen zwei geladenen Teilchen ist in QED: $Q_1 \cdot Q_2 \cdot d_{em}$
wobei Q_1, Q_2 die Teilchenladungen in Einheiten der Elementarladung sind.

- In QCD wird analog die Stärke der starken Kopplung bei einfachem Gluonaustausch als: $\frac{1}{2} C_1 \cdot C_2 \cdot d_s$ definiert, wobei C_1, C_2 Farbkoeffizienten sind, die mit den Vertices assoziiert sind. Aus Konvention definiert man den Farbfaktor $C_F \equiv \frac{1}{2} |C_1 \cdot C_2|$

Den Wert von C_F erhält man z.B. aus der Betrachtung des Farbaustauschs eines Farbsingulett (i.e. $\frac{1}{\sqrt{3}} (r\bar{r} + b\bar{b} + g\bar{g})$) $q\bar{q}$ -Systems: (Vorzeichenänderung am Antifarbvertex beachten)

$C_1 \cdot C_2 = \left(-\frac{2}{\sqrt{6}}\right) \cdot \left(\frac{2}{\sqrt{6}}\right)$

$C_1 \cdot C_2 = (+1) \cdot (-1)$

$C_1 \cdot C_2 = (+1) \cdot (-1)$

$\Sigma \Rightarrow C_1 \cdot C_2 = 3 \cdot \frac{1}{\sqrt{3}} \cdot \frac{1}{\sqrt{3}} \left(-\frac{4}{(\sqrt{6})^2} - 1 - 1 \right) = -\frac{8}{3} \Rightarrow C_F = \frac{4}{3}$

da man statt mit b auch mit r und g anfangen könnte

(je ein Faktor $1/\sqrt{3}$ aus der Normierung der Ein- und Ausgangs Farbsingulett-Wellenfkt: $\frac{1}{\sqrt{3}} (r\bar{r} + g\bar{g} + b\bar{b})$)

Quark-Quark Wechselwirkung

Die Bedeutung des Farbfaktors C_F liegt darin, dass dadurch die Stärke der Gluonkopplung an ein farbgeladenes Quark bezeichnet wird. So stellt die zuvor gemachte Rechnung für den Gluonaustausch zwischen Quark und Antiquark, welche sich in einem Farbsingulett-Zustand befinden, auch eine Aussage über die Kopplung zwischen den beiden dar. Diese kann als Ergebnis eines effektiven Potentials zwischen Quarks betrachtet werden, analog zur Elektrodynamik. Bisher konnte die explizite Form dieses QCD-Potentials nicht aus grundlegenden Prinzipien der QCD (also i.w. die Lagrangedichte) hergeleitet werden. In der Näherung einer kleinen Kopplungsstärke α_s mag das Potential zwischen Ladungen der Elektrodynamik eine für die folgende Betrachtung geeignete Näherung sein.

$$V_{q\bar{q}}(r) = -f \cdot \frac{\alpha_s \hbar c}{r}$$

wobei f ganz allgemein einen Farbfaktor für die Kopplungsstärke bezeichne.

Effektives $q\bar{q}$ -Potential

21

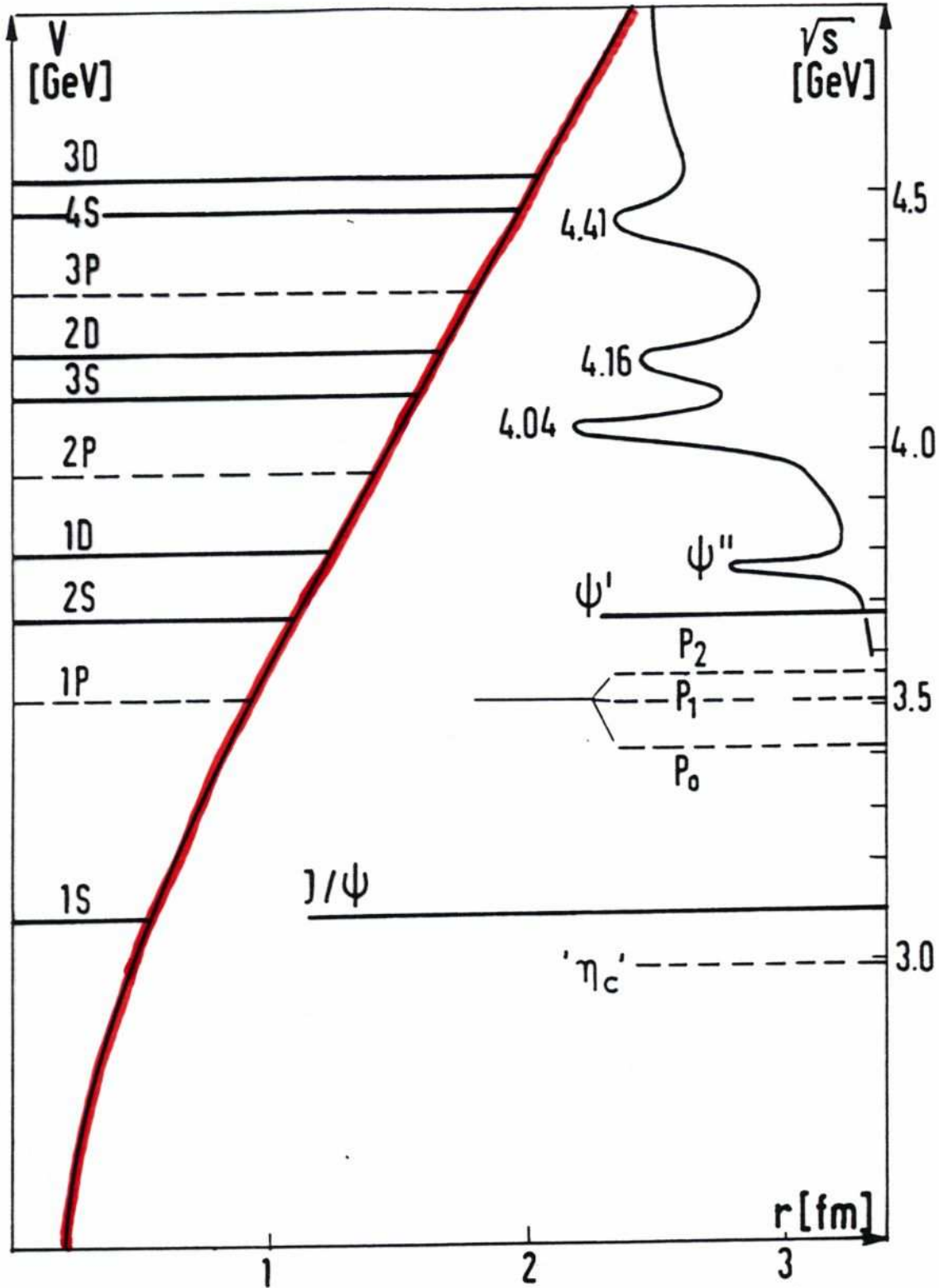


Fig. 1.4: Die Form des Standard-Charmonium-Potentials (Gl. (1.1.13 - 14)), das Spektrum und die experimentell beobachteten Charmonium-Zustände. Parameter: $\alpha_s = 0.41$, $\kappa = 0,8665$ GeV/fm und $m_c = 1,6$ GeV. [Kr 79], siehe auch [Bu 81a N]

$$V(r) = V_c(r) + V_a(r)$$

$$V_c(r) = \kappa \cdot r$$

$$; V_a(r) = -\frac{\alpha_s}{r} \cdot \begin{cases} 4/3 & \text{für } q\bar{q} \\ 2/3 & \text{für } q\bar{q}q \end{cases}$$

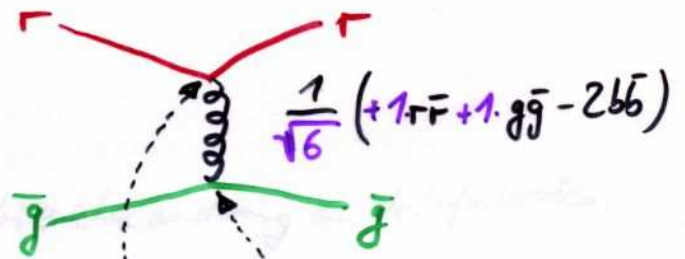
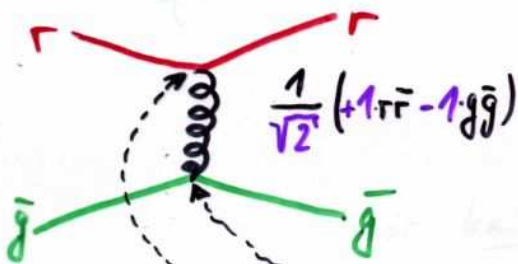
Quark-Quark-Wechselwirkung

- $q - \bar{q}$ im Farbsingulett-Zustand

Rechnung wie zuvor $\rightarrow f = C_F = \frac{4}{3}$

$$\Rightarrow V_{q\bar{q}}(r) = -\frac{4}{3} \cdot \frac{\alpha_s \hbar c}{r}$$

- $q - \bar{q}$ im Farboktett-Zustand (Farbladung bleibt erhalten!)



$$\Rightarrow f = \left(\frac{+1}{\sqrt{2}}\right) \cdot \left(\frac{-1}{\sqrt{2}}\right) + \left(\frac{+1}{\sqrt{6}}\right) \cdot \left(\frac{+1}{\sqrt{6}}\right) = -\frac{1}{6}$$

$$\Rightarrow V_{q\bar{q}}(r) = +\frac{1}{6} \cdot \frac{\alpha_s \hbar c}{r}$$

In diesem stark genäherten Modell eines "effektiven Potentials" findet sich tatsächlich ein

attraktives Potential für Farbsingulett,
repulsives Potential für Farboktett.

Dies hilft bei der Erklärung, warum $q - \bar{q}$ -Bindungen (i.e. Mesonen) im Farbsingulett-Zustand aber nicht im Farboktett-Zustand ($\hat{=}$ farbgeladene Mesonen) erfolgen.

(Aufgrund der gemachten Approximationen & Annahmen ist dies aber kein Beweis. Aber alle exp. Suchen nach solchen Zuständen waren bislang erfolglos.)

Quark-Quark-Wechselwirkung

Im der Farbwechselwirkung zwischen zwei Quarks gibt es einen Triplett- und einen Sextett-Zustand ($3 \otimes 3 = 6 \oplus \bar{3}$) mit:

$$V_{qq}(r) = -\frac{2}{3} \cdot \frac{(u_s^* t_c)}{r} \quad \text{Triplett}$$

$$V_{qq}(r) = +\frac{1}{3} \cdot \frac{(u_s^* t_c)}{r} \quad \text{Sextett}$$

Zwar tritt keine dieser beiden Konstellationen in der Natur auf, jedoch gibt es eine interessante Implikation für den 3-Quark-Bindungszustand im Baryon. Da bei

$$\begin{aligned} (3 \otimes 3) \otimes 3 &= (6 \oplus \bar{3}) \otimes 3 = (6 \otimes 3) \oplus (\bar{3} \otimes 3) \\ &= (10 \oplus 8) \oplus (8 \oplus 1) \end{aligned}$$

nur aus dem Triplett, $\bar{3}$, durch Hinzufügen eines weiteren Quarks ein Singulett, 1, gebildet werden kann, findet sich auch nur in diesem Zustand ein vollständig attraktives Potential. Wiedrum ist also wie bei den $q\bar{q}$ -Systemen der Farbsingulett-Zustand durch ein besonders attraktives Potential ausgezeichnet.

Farbfaktoren, Kopplungsstärken

Wie illustriert wurde, spielen Farbfaktoren bei der Kopplungsstärke durch Gluonen zwischen Quarks und (Anti-)Quarks eine wichtige Rolle. Tatsächlich gibt es neben C_F noch zwei weitere Gruppenkonstanten (Casimirfaktoren) in $SU(3)_{\text{colour}}$: C_A und T_F , die mit den Kopplungen von Gluonen verknüpft sind:

$$\left| \begin{array}{c} \text{---} \\ \diagdown \\ \text{---} \\ \diagup \\ \text{---} \end{array} \right|^2 \sim \alpha_s \cdot C_F \quad C_F = 4/3$$

$$\left| \begin{array}{c} \text{---} \\ \diagdown \\ \text{---} \\ \diagup \\ \text{---} \end{array} \right|^2 \sim \alpha_s \cdot C_A \quad C_A = 3$$

$$\left| \begin{array}{c} \text{---} \\ \diagdown \\ \text{---} \\ \diagup \\ \text{---} \end{array} \right|^2 \sim \alpha_s \cdot T_F \cdot n_f \quad T_F = \frac{1}{2}, n_f = \text{Zahl der Quarkflavours}$$

Um zu zeigen, daß die starke Wechselwirkung tatsächlich durch QCD beschrieben wird, müssen alle diese Farbfaktoren experimentell gemessen werden.

Zunächst aber soll das Fundament der QCD dargelegt werden; Die Entdeckung des Gluons