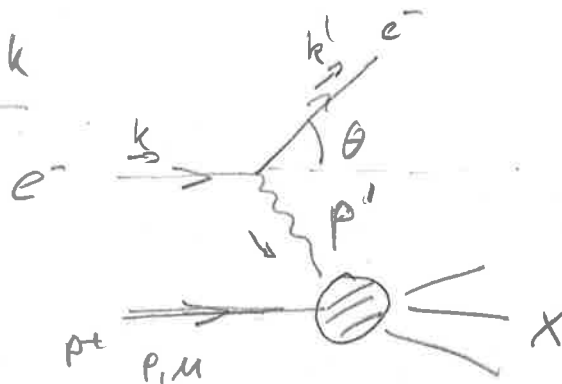


Tiefinelastische $e^- p^+$ -Streuung (z.B. bei HERA am DESY)

Idee: Streuung von e^- an einzelnen Konstituenten (Partonen) in p^+ , wie bei Rutherford's Experiment mit Streuung von e^- an Atomkern (nur zu viel höheren Energien)

→ die Zahl der unter großen Winkel $\theta \approx \bar{u}$ abgetrennten Teilchen hängt von der inneren Struktur des p^+ (oder Atomkerns)

Kinematik



$$k = (E, \vec{k})$$

$$k' = (E', \vec{k}')$$

inklusive Prozess: nur das auslaufende e^- wird gemessen

$$e^- + p^+ \rightarrow e^- + X$$

• für bekanntes k und P gibt es zwei unabhängige Variablen:

$$E', \theta \quad (\text{mit } \vec{k}' = \sqrt{E'^2 - m_e^2} \frac{e^{\pm i\phi}}{k}, \quad e_k \cdot e_{k'} = \cos \theta)$$

(bei elastischer Streuung $p^+ + e^- \rightarrow p^+ + e^-$ gäbe es nur eine unabh. Variable, wegen $(k + P - k')^2 = m_p^2$)

• üblicherweise wird folgende Parametrisierung gewählt (statt E', θ)

$$Q^2 = -p'^2, \quad X = \frac{QE^2}{2p' \cdot P} \quad \text{Bjorken } x$$

in der Mott'schen Formel für elastische Streuung hätte man

$$\text{für } E \gg m_e, \quad |\vec{q}_A| = E \quad \text{und}$$

Mott: $\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{\alpha_{EM}}{2E \sin^2(\frac{\theta}{2})} \right)^2 \cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right)$ mit E und θ nicht unabh.

\Rightarrow wir parametrisieren hier deshalb

$$\frac{d\sigma}{dE'd\Omega} \equiv \left(\frac{\alpha_{EM}}{2E \sin^2(\frac{\theta}{2})} \right)^2 \left[2W_1(Q_E^2, x) \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) + W_2(Q_E^2, x) \cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \right]$$

wobei die Strukturfunktionen des Protons p_t sind, diese enthalten wichtige Infos über p_t und sind x_p -gut bekannt

* im Rahmen des sog. parton models [Bjorken, Callan, Gross 1967-69]

hat Bjorken das folgende Skalenverhalten vorhergesagt:

für $Q_E^2 \gg (GeV)^2$

$$\begin{aligned} \mu W_1(Q_E^2, x) &\rightarrow F_1(x) \\ \frac{Q_E^2}{2Mx} W_2(Q_E^2, x) &\rightarrow F_2(x) \end{aligned} \quad \text{mit } 2xF_1(x) = F_2(x)$$

[Bjorken] [Callan-Gross]

d.h. zwei Strukturfunktionen von einer Variablen x !

Dies wurde später am SLAC in Stanford bestätigt.

Quantum Chromodynamics (QCD) [Gross, Wilczek, Politzer, 1973]

Die QCD = Theorie der starken WW vorher Namboq, Gell-Mann, Fritsch

ist eine Kombination aus dem Quarkmodell und der

nicht-Abelschen Eichtheorie [C.N. Yang, R. Mills 1954]

"Yang-Mills" Theorie

diese enthält N_f Quarks

als Träger der WW Gluonen

Lagrange-Dichte

$$\mathcal{L}_{QCD} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{\mu\nu a} + \sum_{f=1}^{N_f} \bar{\Psi}_f (i\gamma^\mu D_\mu - m_f) \Psi_f$$

Gluonen

Quarks

Symmetrie : (SU(3))

$\Psi(x) \rightarrow U(x) \Psi(x) = \Psi'(x)$ und inhomogene Trafo von $A_\mu^a(x) \rightarrow A_\mu'^a(x)$ (wie S.G.G!)

so dass

$$\mathcal{D}_\mu \Psi(x) \stackrel{!}{=} (\partial_\mu - i g_s T^a A_\mu^a(x)) \Psi(x)$$

$$= U (\partial_\mu + U^{-1} \partial_\mu U - i g_s U^{-1} T^a U A_\mu^a) \Psi(x)$$

$$= U (\mathcal{D}_\mu \Psi(x)) \quad \text{transformiert}$$

hier $U(x) \in SU(3)$ mit Erzeugenden T^a , $a=1, \dots, 8$ der Lie-Gruppe

$$U(x) = e^{-i T^a \theta^a(x)}$$

Gell-Mann Matrizen

Diese erfüllen $[T^a, T^b] = i f^{abc} T^c$

f^{abc} Strukturkonstante

(für SU(2) Pauli: $[\sigma^a, \sigma^b] = 2i \epsilon^{abc} \sigma^c$)

Unter dieser Trafo ist

ander der Term der Wirkung für die Gluonen invariant

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + g_s f^{abc} A_\mu^b A_\nu^c$$

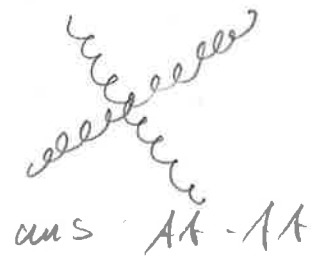
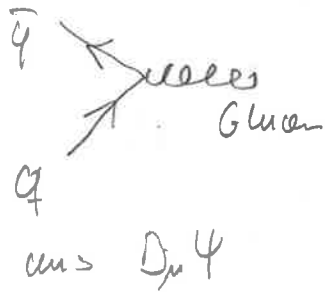
$su(3)$ Feldstärke $a=1, \dots, 8$

kin Term

-71-

WW Term

damit erhalten wir schematische folgende WW Terme / Feynman Diagramme



die alle proportional zu selben Kopplung g_s sind

- die entsprechende "Feinstrukturkonstante" $\alpha_s = \frac{g_s^2}{4\pi}$ ist (hier) g_{QCD}
- durch die Selbst WW der Gluonen gibt es schon zur 1. Ord. Korrekturen



weiterführende Literatur:
 [T. Muta, Foundations of QCD
 World Scientific (-> Bibliothek)]

Unterschiede zur QED:

* Störungstheorie konvergiert schlecht, selbst Perturbationsrechnung selten besser als 1%

* Asymptotische Freiheit:

Der effektive Wert von g_s hängt von der Energieskala ab

$$\lim_{Q_E^2 \rightarrow \infty} g_s = 0 \quad \text{freie Theorie bei } \infty \text{ hoher Energie}$$

- für niedriges Q_E gibt es berechenbare Korrekturen nach Strukturfunktionen $F_{1,2}$ im Parton model

* für Q_E klein $\rightarrow g_s$ groß gibt es eine Vielzahl von gebundenen Zuständen: Hadronen

* Entsprechend des verschiedenen Verhaltens gibt es verschiedene Techniken: Störungstheorie, Gitter-QCD, effektive Feldtheorie, QCD für schwere (statische) Quarks