

Parton-Modell und pp-Kollisionen

Martin Fertl

11. August 2008

Übersicht

- 1 Historische Entwicklung
- 2 Leptonenstreuung an Protonen
 - elastische Elektronen-Streuung
 - tiefinelastische Elektronen-Streuung
- 3 Parton-Modell
 - Interpretationsannahmen
 - geladene Partonen
 - neutrale Partonen
 - Skalenbrechung
- 4 Hadronische Wirkungsquerschnitte

Historische Entwicklung

- 1897 Entdeckung des Elektrons, Thomson
- 1919 Entdeckung des Protons als Kernbaustein, Rutherford
- 1932 Entdeckung des Neutrons, Chadwick
- 1935 Vorschlag des π -Mesons als Träger der Kernkräfte, Yukawa
- 1955 Entdeckung des Antiprotons, LBNL
- 1956 Entdeckung des Antineutrons, Cork et al.

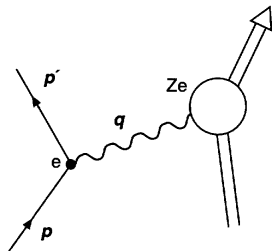
Historische Entwicklung

- 1964 Quark-Hypothese, Gell-Mann
- 1964 Einführung der Farbladung, Greenberg
- 1970 Einführung des charm-Quarks
- 1972 Entwicklung der QCD, Gell-Mann
- 1973 Entdeckung des τ -Leptons, Perl
- 1973 Entdeckung des Z-Bosons, CERN

Historische Entwicklung

- 1974 Entdeckung des J/ψ -Mesons $c\bar{c}$
- 1977 Entdeckung des Y-Mesons $b\bar{b}$
- 1979 experimenteller Nachweis von Gluonen, PETRA
- 1980 experimenteller Nachweis der Quarkstruktur
- 1983 experimenteller Nachweis der $W^{\pm}$ - Bosonen, Rubbia, van der Meer
- 1996 Entdeckung des t-Quarks

elastische Elektronen-Streuung



Mott-Wirkungsquerschnitt

Wirkungsquerschnitt für elastischen Streuung von relativistischen Elektronen an **spinlosem** Target

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Mott} = \frac{4Z^2 \alpha^2 (\hbar c)^2 E'^2}{|qc|^4} \cos^2 \left(\frac{\theta}{2} \right)$$

elastische Elektronen-Streuung

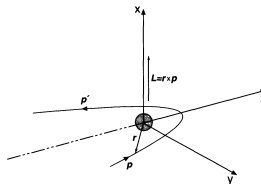
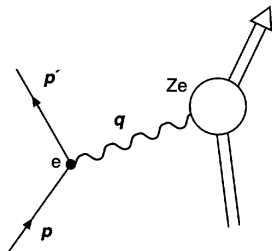


Fig. 5.3. Helicity, $h = \mathbf{s} \cdot \mathbf{p} / (|\mathbf{s}| \cdot |\mathbf{p}|)$, is conserved in the $\beta \rightarrow 1$ limit. This means that the spin projection on the z-axis would have to change its sign in scattering through 180° . This is impossible if the target is spinless, because of conservation of angular momentum.

Mott-Wirkungsquerschnitt

Wirkungsquerschnitt für elastischen Streuung von relativistischen Elektronen an **spinlosem** Target

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Mott} = \frac{4Z^2 \alpha^2 (\hbar c)^2 E'^2}{|qc|^4} \cos^2 \left(\frac{\theta}{2} \right)$$

elastische Elektronen-Streuung

Wirkungsquerschnitt für elastischen Streuung von relativistischen Elektronen an **spinbehaftetem** Target in Rosenbluth-Zerlegung:

Rosenbluth-Zerlegung

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} \cdot \left[\frac{G_E^2(Q^2) + \tau G_M^2(Q^2)}{1 + \tau} + 2\tau G_M^2(Q^2) \tan^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \right]$$

$G_E^2(Q^2)$ elektrischer Formfaktor

$G_M^2(Q^2)$ magnetischer Formfaktor

$$\tau = \frac{Q^2}{4M^2}$$

[1]

elastische Elektronen-Streuung

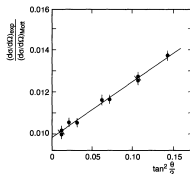


Fig. 6.1. Ratio of the measured cross-section and the Mott cross-section $\sigma_{exp}/\sigma_{Mott}$ as a function of $\tan^2\theta/2$ at a four-momentum transfer of $Q^2 = 2.5 \text{ GeV}^2/c^2$ [Tud67].

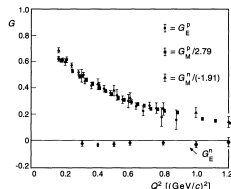


Fig. 6.2. Proton and neutron electric and magnetic form factors as functions of Q^2 . The data points are scaled by the factors noted in the diagram so that they coincide and thus more clearly display the global dipole-like behaviour [Hu65].

elastische Elektronen-Streuung

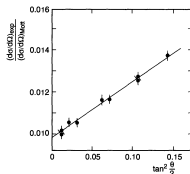


Fig. 6.1. Ratio of the measured cross-section and the Mott cross-section $\sigma_{exp}/\sigma_{Mott}$ as a function of $\tan^2\theta/2$ at a four-momentum transfer of $Q^2 = 2.5 \text{ GeV}^2/c^2$ [Tud67].

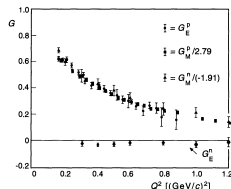


Fig. 6.2. Proton and neutron electric and magnetic form factors as functions of Q^2 . The data points are scaled by the factors noted in the diagram so that they coincide and thus more clearly display the global dipole-like behaviour [Hud65].

Normierungsbedingungen

$$G_E^p(Q^2 = 0) = 1$$

$$G_E^n(Q^2 = 0) = 0$$

$$G_M^p(Q^2 = 0) = 2.79$$

$$G_E^n(Q^2 = 0) = -1.91$$

elastische Elektronen-Streuung

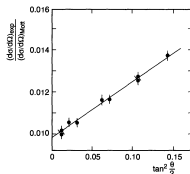


Fig. 6.1. Ratio of the measured cross-section and the Mott cross-section $\sigma_{exp}/\sigma_{Mott}$ as a function of $\tan^2\theta/2$ at a four-momentum transfer of $Q^2 = 2.5 \text{ GeV}^2/c^2$ [Tu67].

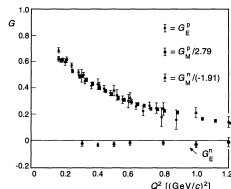


Fig. 6.2. Proton and neutron electric and magnetic form factors as functions of Q^2 . The data points are scaled by the factors noted in the diagram so that they coincide and thus more clearly display the global dipole-like behaviour [Hu65].

Normierungsbedingungen

$$G_E^p(Q^2 = 0) = 1$$

$$G_E^n(Q^2 = 0) = 0$$

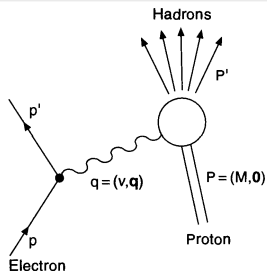
$$G_M^p(Q^2 = 0) = 2.79$$

$$G_E^n(Q^2 = 0) = -1.91$$

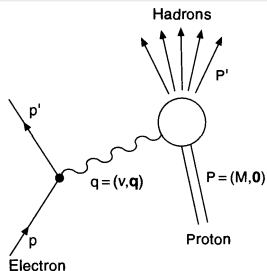
Schlußfolgerung

Nukleonen sind nicht punktförmig

tiefinelastische Elektronen-Streuung



tiefinelastische Elektronen-Streuung



Invariante Masse W des Anregungszustands

$$W^2 = P'^2 = (P + q)^2 = M^2 + 2M\nu + q^2 = M^2 + 2M\nu - Q^2$$

tiefinelastische Elektronen-Streuung

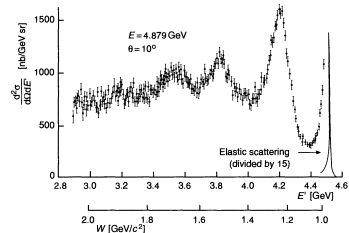
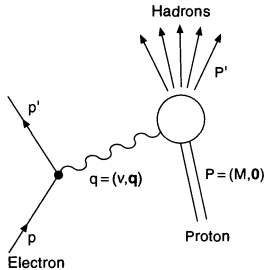


Fig. 7.1. Spectrum of scattered electrons from electron-proton scattering at an electron energy of $E = 4.9$ GeV and a scattering angle of $\theta = 10^\circ$ (from [Ba68]).

Invariante Masse W des Anregungszustands

$$W^2 = P'^2 = (P + q)^2 = M^2 + 2M\nu + q^2 = M^2 + 2M\nu - Q^2$$

tiefinelastische Elektronen-Streuung

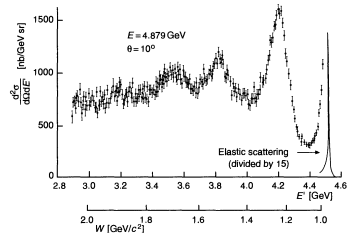
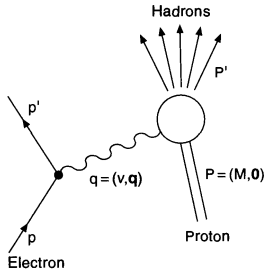


Fig. 7.1. Spectrum of scattered electrons from electron-proton scattering at an electron energy of $E = 4.9 \text{ GeV}$ and a scattering angle of $\theta = 10^\circ$ (from [Ba68]).

Invariante Masse W des Anregungszustands

$$W^2 = P'^2 = (P + q)^2 = M^2 + 2M\nu + q^2 = M^2 + 2M\nu - Q^2$$

inelastische Streuung

2 Freiheitsgrade $\rightarrow$ Strukturfunktionen $W_1(Q^2, \nu)$ und $W_2(Q^2, \nu)$

tiefinelastische Elektronen-Streuung

doppelt differentieller Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} \cdot [W_2(Q^2, \nu) + 2W_1(Q^2, \nu)\tan^2(\frac{\theta}{2})] \text{ mit } \nu = \frac{Pq}{M}$$

[1]

tiefinelastische Elektronen-Streuung

doppelt differentieller Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} \cdot \left[W_2(Q^2, \nu) + 2W_1(Q^2, \nu) \tan^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \right] \text{ mit } \nu = \frac{Pq}{M}$$

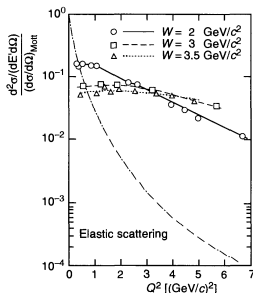


Fig. 7.3. Electron-proton scattering: measured cross-sections normalised to the Mott cross-sections as functions of Q^2 at different values of the invariant mass W [Br69].

[1]

tiefinelastische Elektronen-Streuung

doppelt differentieller Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} \cdot \left[W_2(Q^2, \nu) + 2W_1(Q^2, \nu)\tan^2\left(\frac{\theta}{2}\right)\right] \text{ mit } \nu = \frac{Pq}{M}$$

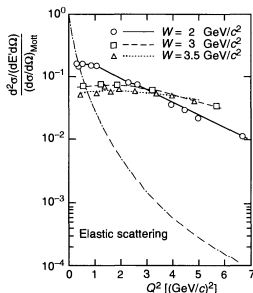


Fig. 7.3. Electron-proton scattering: measured cross-sections normalised to the Mott cross-sections as functions of Q^2 at different values of the invariant mass W [Br69].

[1]

Wirkungsquerschnitt nahezu
unabhängig von Q^2
→ punktförmige Streuzentren

Bjorken'sche Skalenvariable

Bjorken'sche Skalenvariable x

$$x := \frac{Q^2}{2Pq} = \frac{Q^2}{2M\nu}$$

beschreibt Inelastizität der Streuung

[1]

Bjorken'sche Skalenvariable

Bjorken'sche Skalenvariable x

$$x := \frac{Q^2}{2Pq} = \frac{Q^2}{2M\nu}$$

beschreibt Inelastizität der Streuung

dimensionslose Strukturfunktionen

$$F_1(Q^2, x) := MW_1(Q^2, \nu) \text{ und } F_2(Q^2, x) := \nu W_2(Q^2, \nu)$$

[1]

Bjorken'sche Skalenvariable

Bjorken'sche Skalenvariable x

$$x := \frac{Q^2}{2Pq} = \frac{Q^2}{2M\nu}$$

beschreibt Inelastizität der Streuung

dimensionslose Strukturfunktionen

$$F_1(Q^2, x) := MW_1(Q^2, \nu) \text{ und } F_2(Q^2, x) := \nu W_2(Q^2, \nu)$$

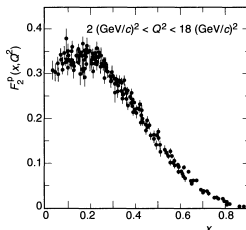


Fig. 7.4. The structure function F_2 of the proton as a function of x , for Q^2 between 2 (GeV/c)^2 and 18 (GeV/c)^2 [At82].

Callan-Gross-Relation

Wirkungsquerschnitt für elastische Streuung an einem Spin 1/2-Parton im IMF mit Impulsbruchteil x

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} \right)_{Parton} = \frac{\alpha^2 \cos^2(\frac{\theta}{2})}{4E^2 \sin^4(\frac{\theta}{2})} \left(1 + \frac{Q^2}{2M_x^2} \tan^2(\frac{\theta}{2}) \right) \delta(\nu - \frac{Q^2}{2M_x})$$

Callan-Gross-Relation

Wirkungsquerschnitt für elastische Streuung an einem Spin 1/2-Parton im IMF mit Impulsbruchteil x

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} \right)_{\text{Parton}} = \frac{\alpha^2 \cos^2(\frac{\theta}{2})}{4E^2 \sin^4(\frac{\theta}{2})} \left(1 + \frac{Q^2}{2M^2 x^2} \tan^2(\frac{\theta}{2}) \right) \delta(\nu - \frac{Q^2}{2Mx})$$

Wirkungsschnitt mit Strukturfunktionen

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} \right) = \frac{\alpha^2 \cos^2(\frac{\theta}{2})}{4E^2 \sin^4(\frac{\theta}{2})} \left(\frac{F_2(x)}{\nu} + \frac{2F_1(x)}{M} \tan^2(\frac{\theta}{2}) \right)$$

Callan-Gross-Relation

Wirkungsquerschnitt für elastische Streuung an einem Spin 1/2-Parton im IMF mit Impulsbruchteil x

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} \right)_{\text{Parton}} = \frac{\alpha^2 \cos^2(\frac{\theta}{2})}{4E^2 \sin^4(\frac{\theta}{2})} \left(1 + \frac{Q^2}{2M^2 x^2} \tan^2(\frac{\theta}{2}) \right) \delta(\nu - \frac{Q^2}{2Mx})$$

Wirkungsschnitt mit Strukturfunktionen

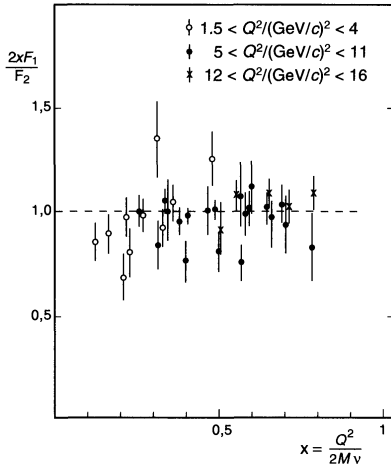
$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} \right) = \frac{\alpha^2 \cos^2(\frac{\theta}{2})}{4E^2 \sin^4(\frac{\theta}{2})} \left(\frac{F_2(x)}{\nu} + \frac{2F_1(x)}{M} \tan^2(\frac{\theta}{2}) \right)$$

Aus Koeffizientenvergleich folgt [1]

Callan-Gross-Relation

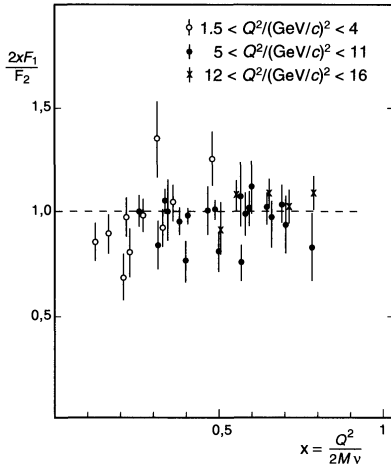
$$F_2(x) = 2xF_1(x)$$

Callan-Gross-Relation



[1]

Callan-Gross-Relation

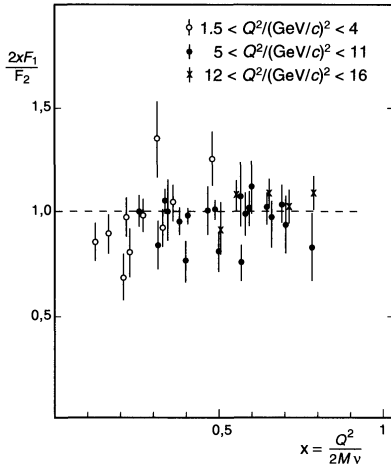


[1]

Schlußfolgerungen

- Das Proton besteht aus punktförmigen geladenen Konstituenten

Callan-Gross-Relation

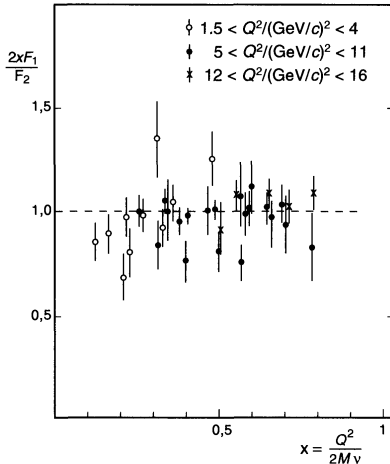


[1]

Schlußfolgerungen

- Das Proton besteht aus punktförmigen geladenen Konstituenten
- Die Konstituenten tragen Spin $\frac{1}{2}$

Callan-Gross-Relation



[1]

Schlußfolgerungen

- Das Proton besteht aus punktförmigen geladenen Konstituenten
- Die Konstituenten tragen Spin $\frac{1}{2}$
- Die Konstituenten werden als Partonen bezeichnet

Interpretationsannahmen

- Bezugssystem: Infinite-Momentum-Frame: transversale Impulse und Ruhemassen der Konstituenten können vernachlässigt werden (z.B. Breit-System, $q_0 = 0$)

[1]

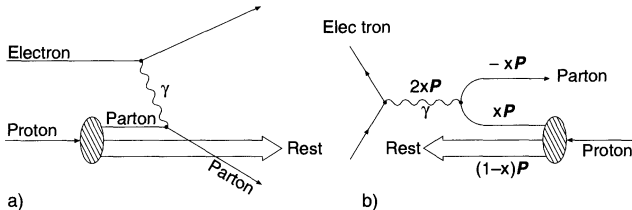
Interpretationsannahmen

- Bezugssystem: Infinite-Momentum-Frame: transversale Impulse und Ruhemassen der Konstituenten können vernachlässigt werden (z.B. Breit-System, $q_0 = 0$)
- Stoßnäherung: Wechselwirkungszeit zwischen Photon und Parton ist sehr viel kürzer als zwischen den Partonen selbst

[1]

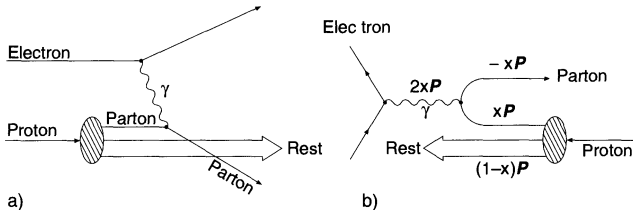
Interpretationsannahmen

- Bezugssystem: Infinite-Momentum-Frame: transversale Impulse und Ruhmassen der Konstituenten können vernachlässigt werden (z.B. Breit-System, $q_0 = 0$)
- Stoßnäherung: Wechselwirkungszeit zwischen Photon und Parton ist sehr viel kürzer als zwischen den Partonen selbst



Interpretationsannahmen

- Bezugssystem: Infinite-Momentum-Frame: transversale Impulse und Ruhmassen der Konstituenten können vernachlässigt werden (z.B. Breit-System, $q_0 = 0$)
- Stoßnäherung: Wechselwirkungszeit zwischen Photon und Parton ist sehr viel kürzer als zwischen den Partonen selbst



- $\rightarrow$ Interpretation der Bjorken-Variable als vom einzelnen Parton getragener Impulsbruchteil des Gesamtsystems

geladene Partonen

geladene Partonen wurden mit den Quarks identifiziert

geladene Partonen

geladene Partonen wurden mit den Quarks identifiziert

Strukturfunktion $F_2(x) = x \cdot \sum z_i^2 \cdot [q_i(x) + \bar{q}_i(x)]$

$q_i(x)$ Wahrscheinlichkeitsdichte für Quarks der Sorte i (u, d, s,...)

$\bar{q}_i(x)$ Wahrscheinlichkeitsdichte für Antiquarks der Sorte i

geladene Partonen

geladene Partonen wurden mit den Quarks identifiziert

Strukturfunktion $F_2(x) = x \cdot \sum z_i^2 \cdot [q_i(x) + \bar{q}_i(x)]$

$q_i(x)$ Wahrscheinlichkeitsdichte für Quarks der Sorte i (u, d, s,...)

$\bar{q}_i(x)$ Wahrscheinlichkeitsdichte für Antiquarks der Sorte i

Proton: $F_2^{ep} = x \left[\frac{4}{9} (u_p(x) + \bar{u}_p(x)) + \frac{1}{9} (d_p(x) + \bar{d}_p(x)) \right] + \dots$

Neutron: $F_2^{en} = x \left[\frac{4}{9} (u_n(x) + \bar{u}_n(x)) + \frac{1}{9} (d_n(x) + \bar{d}_n(x)) \right] + \dots$

geladene Partonen

geladene Partonen wurden mit den Quarks identifiziert

Strukturfunktion $F_2(x) = x \cdot \sum z_i^2 \cdot [q_i(x) + \bar{q}_i(x)]$

$q_i(x)$ Wahrscheinlichkeitsdichte für Quarks der Sorte i (u, d, s,...)

$\bar{q}_i(x)$ Wahrscheinlichkeitsdichte für Antiquarks der Sorte i

Proton: $F_2^{ep} = x \left[\frac{4}{9} (u_p(x) + \bar{u}_p(x)) + \frac{1}{9} (d_p(x) + \bar{d}_p(x)) \right] + \dots$

Neutron: $F_2^{en} = x \left[\frac{4}{9} (u_n(x) + \bar{u}_n(x)) + \frac{1}{9} (d_n(x) + \bar{d}_n(x)) \right] + \dots$

mit $u_n = d_p \equiv d(x)$ und $d_n = u_p \equiv u(x)$ erhält man die gemittelte Strukturfunktion des Nukleons

$$F_2^{eN} = \frac{5}{18} x [u(x) + \bar{u}(x) + d(x) + \bar{d}(x)]$$

[1]

geladene Partonen

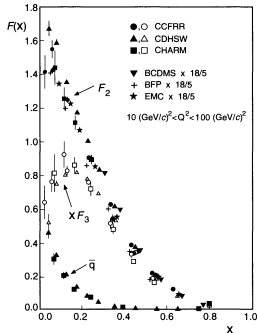


Fig. 8.1. Comparison of the structure functions observed in deep inelastic scattering with charged leptons, and with neutrinos [PD94] (see also Sect. 10.6). As well as the F_2 structure function, the distributions of the antiquarks $\bar{q}(x)$ which yield the sea quark distribution and the distributions of the valence quarks (denoted by $xF_3(x)$) are given (cf. Fig. 7.7).

[1]

Verteilungsfunktion von Quarks
und Antiquarks aus Elektronen-
und Neutrinostreuung

Impulsintegral

Impulsintegral der geladenen Partonen ergibt nicht den Gesamtimpuls

$$\frac{18}{5} \int_0^1 F_2^{e,N}(x) dx \approx 0.5$$

[1]

Impulsintegral

Impulsintegral der geladenen Partonen ergibt nicht den Gesamtimpuls

$$\frac{18}{5} \int_0^1 F_2^{e,N}(x) dx \approx 0.5$$

- → Hälfte des Impulses wird von neutralen, nicht schwach wechselwirkenden Teilchen getragen

[1]

Impulsintegral

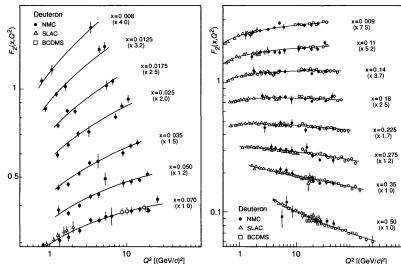
Impulsintegral der geladenen Partonen ergibt nicht den Gesamtimpuls

$$\frac{18}{5} \int_0^1 F_2^{e,N}(x) dx \approx 0.5$$

- → Hälfte des Impulses wird von neutralen, nicht schwach wechselwirkenden Teilchen getragen
- → neutrale Partonen wurden als Gluonen identifiziert

[1]

Skalenbrechung

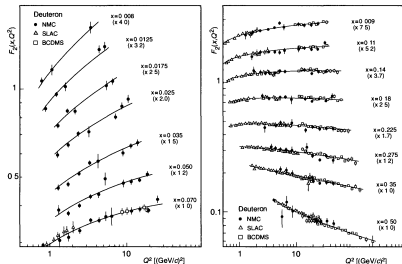


Feststellung

Die Strukturfunktionen hängen
schwach von Q^2 ab

[1]

Skalenbrechung



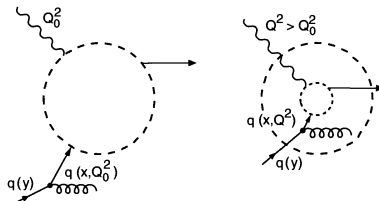
Feststellung

Die Strukturfunktionen hängen schwach von Q^2 ab

[1]

Erklärung

- Gluonabstrahlung
- ständige Konversion
Gluonen $\leftrightarrow q\bar{q}$ -Paare



Berechnung hadronischer Wirkungsquerschnitte

Stoßnäherung

Die Wechselwirkungszeit zwischen den stoßenden Quarks ist sehr viel kürzer, als die Wechselwirkungszeit mit den Quarks im jeweiligen Nukleon

harter Stoß

Dem einzelnen Parton wird ein großer Impuls transversal zur Kollisionsrichtung übertragen

Berechnung hadronischer Wirkungsquerschnitte

Stoßnäherung

Die Wechselwirkungszeit zwischen den stoßenden Quarks ist sehr viel kürzer, als die Wechselwirkungszeit mit den Quarks im jeweiligen Nukleon

harter Stoß

Dem einzelnen Parton wird ein großer Impuls transversal zur Kollisionsrichtung übertragen

allgemeiner pp-Wirkungsquerschnitt mit $q\bar{q}$ -Kollision

$$\sigma(p(P_1) + p(P_2) \rightarrow Y + X) = \int_0^1 dx_1 \int_0^1 dx_2 \sum_f f_f(x_1) f_{\bar{f}}(x_2) \sigma(q_f(x_1 P_1) + \bar{q}_f(x_2 P_2) \rightarrow Y)$$

[2]

Berechnung hadronischer Wirkungsquerschnitte

Beispiel

Drell-Yan Prozess: Endzustand Lepton-Antilepton-Paar

[2]

Berechnung hadronischer Wirkungsquerschnitte

Beispiel

Drell-Yan Prozess: Endzustand Lepton-Antilepton-Paar

Drell-Yan Feynman-Diagramm

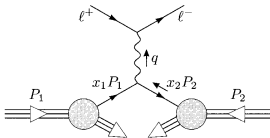


Figure 17.7. The Drell-Yan process: $pp \rightarrow \ell^+ \ell^- + \text{anything}$.

[2]

Berechnung hadronischer Wirkungsquerschnitte

Beispiel

Drell-Yan Prozess: Endzustand Lepton-Antilepton-Paar

Drell-Yan Feynman-Diagramm

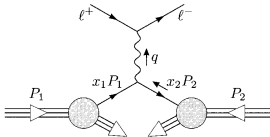


Figure 17.7. The Drell-Yan process: $pp \rightarrow \ell^+ \ell^- + \text{anything}$.

[2]

Niederenergiebereich

störungstheoretisch nicht zugänglich
QCD auf dem Gitter

Literaturverzeichnis



[1] Povh, Rith, Scholz, Zetsche, Particles and Nuclei,
4th Edition, Springer, 2000



[2] M. Peskin, D. Schroeder, An Introduction to Quantum Field
Theory, Perseus Books, Massachusetts, 1995