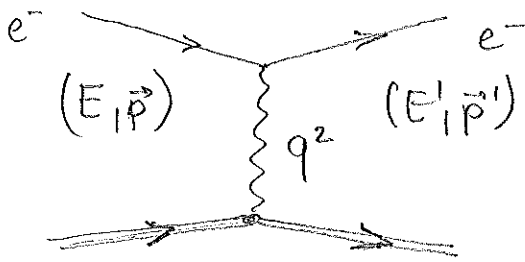


4.4 Tiefinelastische Elektronen-Nukleonen Streuung

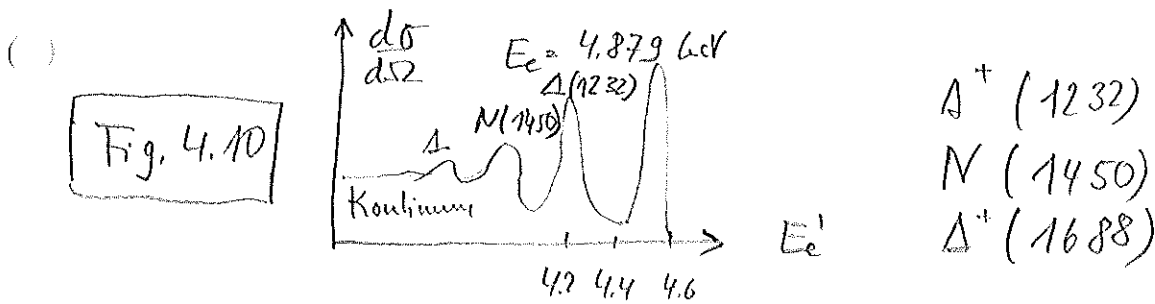
Bisher: elastische Streuung:



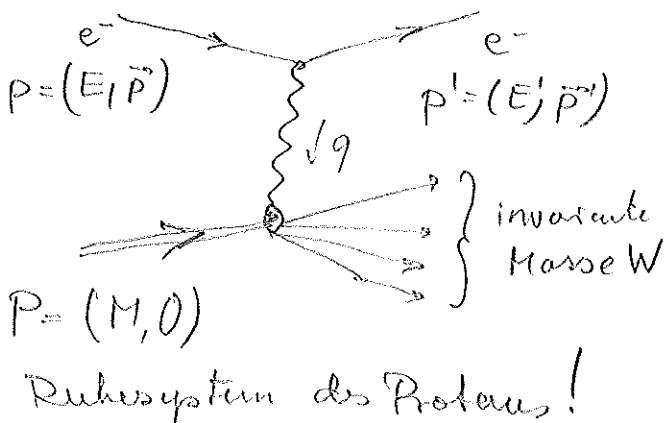
- Proton bleibt intakt
- bis auf Rückstoß verliert e⁻ keine Energie.

Steigt man den Energiübertrag auf das Proton, kommt es zur Anregung in eine Erregungsgrade und der Neubildung von Nukleon-Resonanzen (s. Fig. 4.10). Die typische Breite dieser Resonanzen, z.B. $\Gamma \approx 120$ MeV für Δ^+ -Resonanz, korrespondiert zu Lebensdauern der Zustände von $5,5 \cdot 10^{-24}$ s, d.h. sie zerfallen extrem schnell, was auf die starke WW hindeutet. Typ. Zerfallskanäle der Resonanzen sind:
 $\Delta^+ \rightarrow p^+ + \pi^0, n + \pi^+$ (starke "Zerfälle")

Steigt man den Energiübertrag weiter, $\nu = E - E' >$ Bindungsenergie des Protons (s. Abb Fig. 4.10) so kommt man in den Bereich des "Kontinuums": Das Proton "bricht auf" \rightarrow inelastisch.



a) Kinematik inelastischer e-Nukleonen Streuung: C=1



Energieübertrag: $\nu = E - E'$
 Invariante Masse: $W^2 = (P+q)^2 = M^2 + 2Pq + q^2$
 bzw. mit: $2Pq = 2M\nu$
 folgt: $q^2 = W^2 - M^2 - 2M\nu =: -Q^2$
 (*) $Q^2 < 0$

(i) für elastische Streuung: $W = M$
 aus Gl (*) folgt: $\frac{Q^2}{2Mv} = 1$

(ii) für inelast. Streuung: $W > M$

$2Mv - Q^2 > 0$ bzw. mit $x_{Bj} := \frac{Q^2}{2Mv}$: $0 < x_{Bj} < 1$ (\leftarrow elast.)

Die Variable x_{Bj} nennt man Bjorken-Skalenvariable.
 Sie ist ein Maß für die Elastizität des Streuprozesses.

Im Falle inelastischer Streuprozesse sind zur Festlegung der Kinematik
 2 Variablen notwendig. z.B.: (θ, E') , (Q^2, ν) , (Q^2, x_{Bj}) oder
 andere Paare.

b) WQ für die tiefinelastische Streuung:

Elastische Streuung zweier punktf. Spm $\frac{1}{2}$ Teilchen

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Dirac}} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Hoff}} \cdot \left(1 + 2\tau \tan^2 \frac{\theta}{2}\right)$$

mit $\tau = \frac{Q^2}{4M_p^2 c^2}$

Für inelastische Streuung: „inelastische Formfaktoren“ = Strukturfunktion
 $W_1(Q^2, \nu)$ und $W_2(Q^2, \nu)$

$$\hookrightarrow \frac{d\sigma}{d\Omega dE'} = \left(\frac{d\sigma}{dQ^2}\right)_{\text{Hoff}} \cdot \left(W_1(Q^2, \nu) + 2W_2(Q^2, \nu) \tan^2 \frac{\theta}{2}\right) (**)$$

$$\uparrow \nu = E - E' \text{ (wg. } \nu = E - E')$$

Heute werden statt den dimensionsbehafteten Funktionen W_1 und W_2
 die dimensionslosen Strukturfunktionen

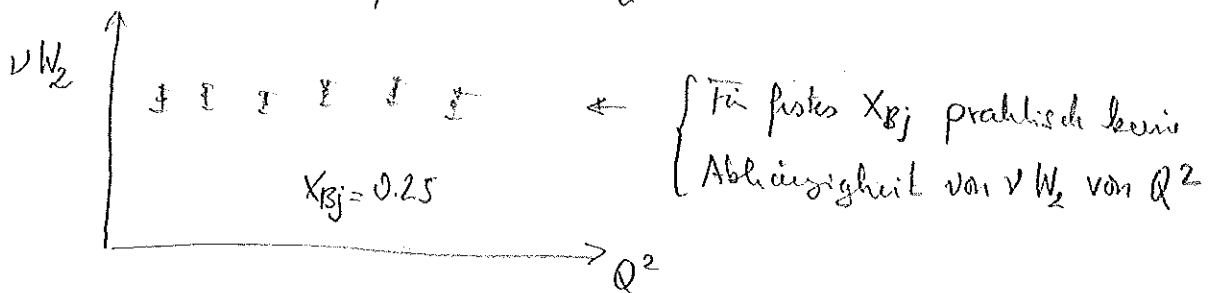
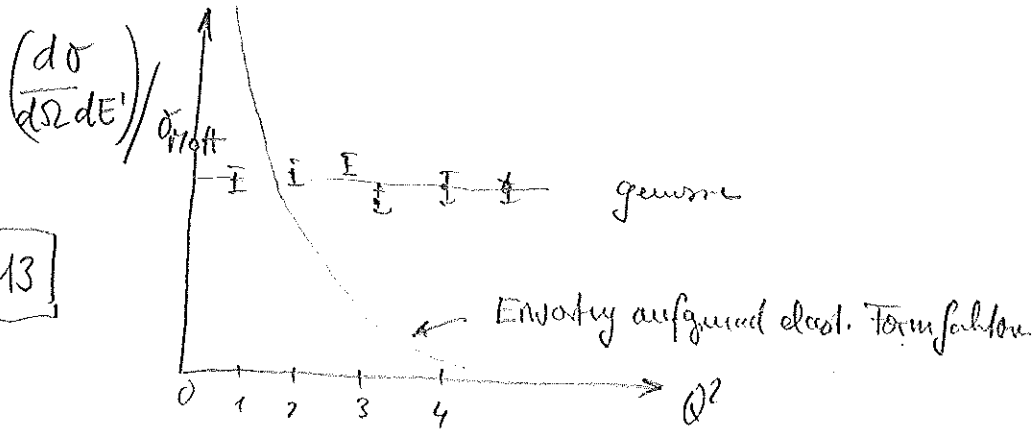
$$F_1(x_{Bj}, Q^2) = Mc^2 \cdot W_1(Q^2, \nu)$$

$$F_2(x_{Bj}, Q^2) = \nu W_2(Q^2, \nu) \text{ verwendet.}$$

c) Experiment: M. Breidenbach et al. (MIT + SLAC, 1969) 4-13
 20 GeV SLAC Linear Collider (\rightarrow Nobelpreis 1996: Friedman, Kendall & Taylor)

S. Fig 4-11
 Fig 4-12

Fig 4-13



Man beobachtet nur eine sehr schwache Abh. der Strukturflkt. von Q^2 , im Gegensatz zu dem starken Q^2 -Abfall den man bei elastischer Streuung aufgrund des Formfaktors erwarten würde ($|F(Q^2)|^2 \sim 1/Q^8$)

Die Strukturflkt. W_1, W_2 bzw. F_1, F_2 weisen keine bzw. nur eine sehr geringe Abh. von Q^2 auf, sind also alleine eine Fkt. von x_{Bj} .

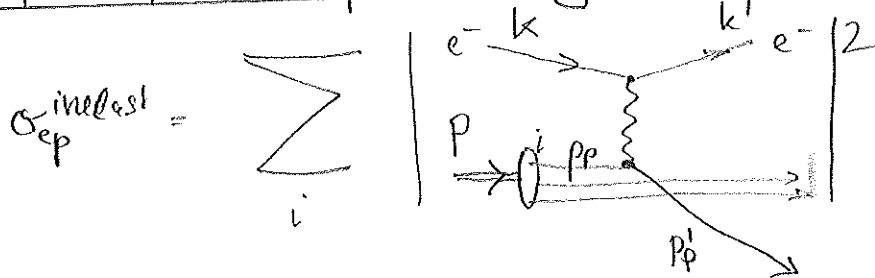
• Wenn aber die Strukturflkt. nicht von Q^2 abhängen, sollte man aufgrund der obigen Diskussion des Formfaktors annehmen, daß man an phtf. „Strukturlosen“ Teilchen streut. Da das Proton aber ein ausgedehntes Objekt ist, heißt das, daß es eine Substruktur aus phtf. Konstituenten besitzt: Partonen.

Heute identifiziert man diese Partonen mit den Quarks und Gluonen.

d.) Interpretation der Ergebnisse im Parton-Modell

- Parton-Modell:
- (i) Nukleon besteht aus pktf. quasi-freien Konstituenten
 - (ii) Elektron streut elast. an diesen $Spm \frac{1}{2}$ Partonen
 - (iii) Gestreute Partonen verlassen das Proton und bilden Hadronen die beobachtbar sind.

Wd für tiefinelast. ep-Streuung ("Pikogramm")



Infinite Momentum Frame: (IMF)

= Bezugssystem in dem Proton unendlich großen Impuls \vec{P} entlang der z-Achse hat: $P = (E, 0, 0, \vec{P})$

Proton kann als "Strom" frei parallel fliegender Partonen betrachtet werden (keine Parton-Parton WW, kein transversal. Impuls)

Parton-Kinematik im IMF

$$i: \quad p_p = x_p \cdot P, \quad x_p = \text{Partonimpulsanteil}$$

$$= x_p \cdot (E, \vec{P})$$

mit invarianter Partonmasse: $m_p = x_p M$
(mit $M = \text{Protonenmasse}$)

$$\underbrace{(p_p + q)^2}_{\approx 0} = p_p'^2 = m_p^2 c^2 \approx 0 \quad \left\{ \begin{array}{l} \text{da Partonmasse für große } q^2 \\ \text{vernachlässigbar} \end{array} \right.$$

$$(x_p \cdot p + q)^2 = x_p^2 p^2 + 2x_p p \cdot q + q^2 \approx 0$$

$\left\{ \begin{array}{l} \text{Proton 4er Impuls: } p^2 = M^2 c^2 \text{ (Protonmasse)} \\ \text{und } p \cdot q = Mv \text{ (} \leftarrow \text{ s.o., ausgerechnet im Proton Ruhesystem)} \end{array} \right.$

damit

$$\boxed{x_p^2 M^2 c^2 + 2x_p Mv + q^2 \approx 0}$$

(*) Mit $|q^2| \gg x_p^2 M^2 c^2$: $\boxed{x_p = \frac{-q^2}{2Mv} = \frac{Q^2}{2Mv} =: x_{Bj} \text{ (s.o.)}}$

Interpretation:

Elastische ep-Streuung mit einem Bjorken $x_{Bj} = \frac{Q^2}{2Mv} =: x$ kann als elastische Streuung an einem Parton, das den 4er-Impulsanteil $x_p =: x$ trägt, interpretiert werden.

(im folgenden wird die Variable $x_{Bj} = x_p = x$ nur noch x genannt) :

$$1 = \frac{Q^2}{2x_p Mv}$$

Unter der Annahme, daß e^- elastisch mit den Partonen streut, kann man von „außen“ den Impulsanteil x und damit die Impulsverteilung $f_i(x)$ der Partonen i messen:

$$\frac{d\sigma}{dQ^2 dx} \sim f_i(x) \quad \left(\begin{array}{l} \text{Parton-} \\ \text{Impulsverteilung} \end{array} \right)$$

↳ WQ für elastische e-Parton Streuung mit Impulsanteil x
(Parton = phys. Spm - 1/2 Teilchen)

$$\left(\frac{d\sigma}{dQ^2} \right)_{\text{Parton } i} = z_i^2 \left(\frac{d\sigma}{dQ^2} \right)_{\text{Mott}} \left(1 + \frac{Q^2}{2m_p^2 c^2} \tan^2 \frac{\theta}{2} \right)$$

\uparrow
 Ladung des Partons i

$\underbrace{\hspace{10em}}_{= \frac{Q^2}{2x_p^2 M_p^2 c^2}}$

→ WA für tiefinelastisch ep Streuung (Summe über alle Partonen)

$$\left(\frac{d^2\sigma}{dQ^2 dx} \right)_{ep} = \left(\frac{d\sigma}{dQ^2} \right)_{Mott} \cdot \sum_i z_i^2 \cdot f_i(x) \left(1 + \frac{Q^2}{2x^2 M_p^2 c^2} \cdot \tan^2 \frac{\theta}{2} \right)$$

mit $f_i(x) dx =$ Wahrscheinlichkeit Parton i mit $x \in [x; x+dx]$ zu finden

Durch Vergleich mit WA-Formel (***) auf S. 4-12 und unter Berücksichtigung des Rückstoßes bei in Mott-Formel: $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{ohc} \cdot \left(\frac{E'}{E} \right)$

$$\frac{d\sigma}{dQ^2 dx} = \left(\frac{4\pi\alpha^2}{Q^4} \right) \cdot \left(\frac{E'}{E} \right) \cos^2 \frac{\theta}{2} \left[\frac{F_2(x)}{x} + 2 \cdot F_2(x) \frac{Q^2}{2x^2 M^2 c^2} \cdot \tan^2 \frac{\theta}{2} \right]$$

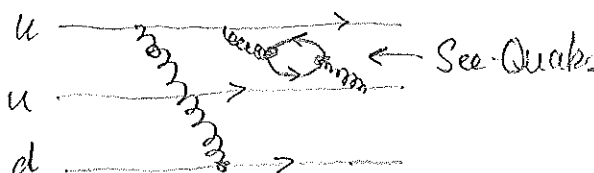
$$\left[\begin{array}{l} F_2(x) = x \cdot \sum_i z_i^2 \cdot f_i^q(x) \\ 2x F_1(x) = x \cdot \sum_i \dots = F_2(x) \end{array} \right.$$

Callan-Cross-Relation : resultiert aus Spin $\frac{1}{2}$
Eigenschaft der Partonen $\propto \tan^2 \frac{\theta}{2}$

Fig. 4-14

$$2x F_1(x) = F_2(x)$$

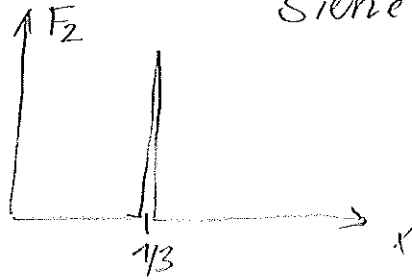
Bisher haben wir implizit, daß es sich bei Partonen nur um die 3 Valenzquarks handelt. Da zwischen Quarks Gluonen ausgetauscht werden, gibt es aufgrund der Vakuumfluktuationen auch sogenannte See-Quarks und Anti-Quarks:



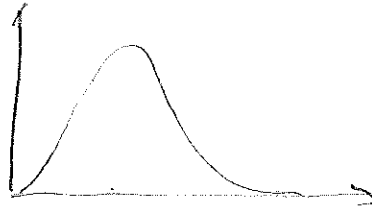
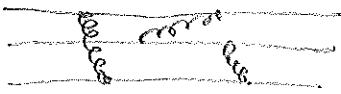
$$\rightarrow F_2(x) = x \cdot \sum_i z_i^2 (f_i^q(x) + f_i^{\bar{q}}(x))$$

Strukturfunktion F_2 für verschiedene simple Proton-Modelle

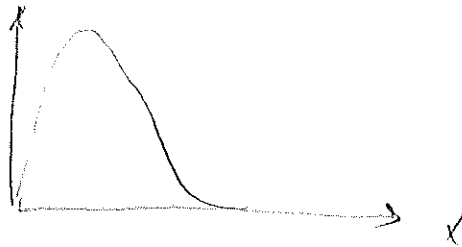
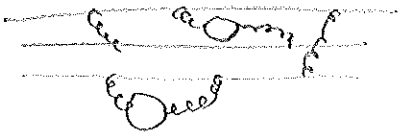
3 Quarks ohne WW



3 Quarks mit WW



3 Quarks mit WW + See



Die Strukturfkt. (Partondichten) der Protons wurden durch eine Vielzahl von Streuexperimenten bestimmt: ep , μp und νp -Streuung woraus sich die Valenzquarkverteilung als auch die Seequarkverteilung extrahieren lässt \rightarrow Fig. 4-16

Ergebnis:

- See-Quarks tragen in der Regel sehr kleines x .
- Valenzquarkverteilung bei $x \approx 0,15-0,2$ Maximum
- $\int F_2(x) dx =$ Impulsanteil des Protons, der von geladenen Quarks getragen wird:
= 50% des Proton-Impulses

\Rightarrow die übrigen 50% des Protonimpulses werden von Gluonen getragen.

()

()