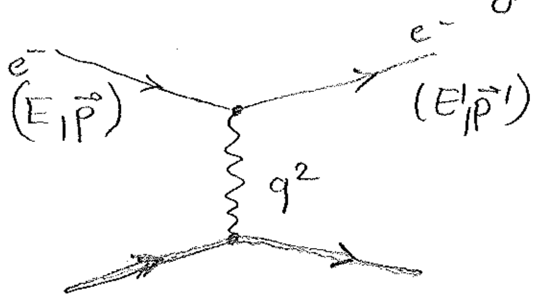
4.4 Tiefinelastische Elektronen-Nukleonen Streuung:

Bisher: elastische Streuung



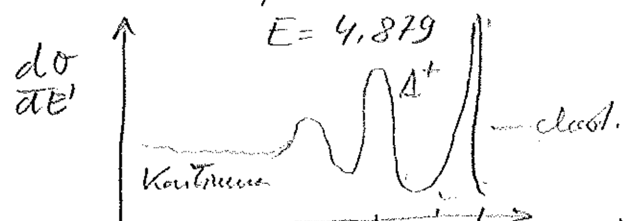
- Proton bleibt intakt
- bis auf Rückstoß verliert Elektron keine Energie.

Steigert man den Energieübertrag auf das Proton kommt es zur Anregung innerer Freiheitsgrade und der Ausbildung von Nukleon-Resonanzen. (s. Fig 4.10). Die typische Breite dieser Resonanzen, z.B. $\Gamma \approx 120$ MeV für Δ^+, 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:

$$\left.\begin{array}{l} \Delta^+ \longrightarrow p^+ + \pi^0 \\ \Delta^+ \longrightarrow n + \pi^+ \end{array}\right\} \text{beides „starke Zerfälle"}$$

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

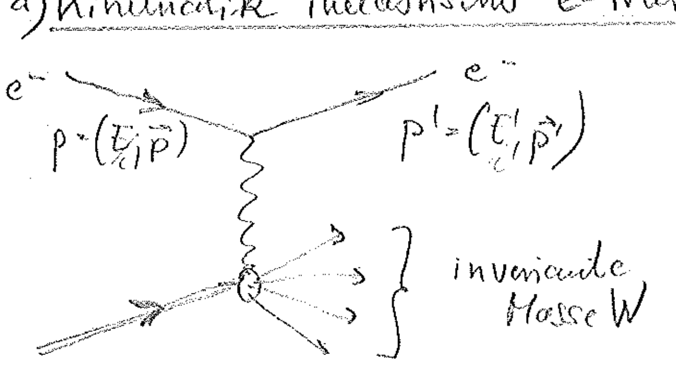
Fig 4-10



$\Delta^+(1232)$
$N(1450)$
$\Delta^+(1688)$

a) Kinematik inelastischer e-Nukleon-Streuung

c = 1 Problem



$P = (M, 0)$

(Ruhesystem des Protons)

Energieübertrag: $\nu = E - E'$

Inv. Masse: $W^2 = M^2 + 2Pq + q^2$

bzw mit $2Pq = 2M\nu$

$\Longrightarrow$

Gl(*) $\underset{<0}{q^2} = W^2 - M^2 - 2M\nu =: -Q^2$

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

(ii) inelast. Streuung: $W > M$

$2M\nu - Q^2 > 0$ bzw mit $x_{Bj} = \frac{Q^2}{2M\nu}$

$0 < x_{Bj} < 1$ (← elast.)

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

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

b.) WQ für die tief inelastische Streuung

Elast. Streuung zweier punktförmiger Spin ½ Teilchen

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

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

Inelast. Streuung → „inelastische Formfaktoren" = Strukturfkt.

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

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

$d\nu = dE'$

Heute verwendet man statt der dimensionsbehafteten Fkt. W_1 und W_2 dimensionslose Strukturfkt.:

$F_1(x, Q^2) = Mc^2\, W_1(Q^2, \nu)$
$F_2(x, Q^2) = \nu\, W_2(Q^2, \nu)$

c) Experiment: M. Breidenbach et al. (MIT + SLAC) 1969

Fig 4-11, 4-12 — 20 GeV, SLAC Linear Collider (→ Nobelpreis 1990) Friedman, Kendall + Taylor

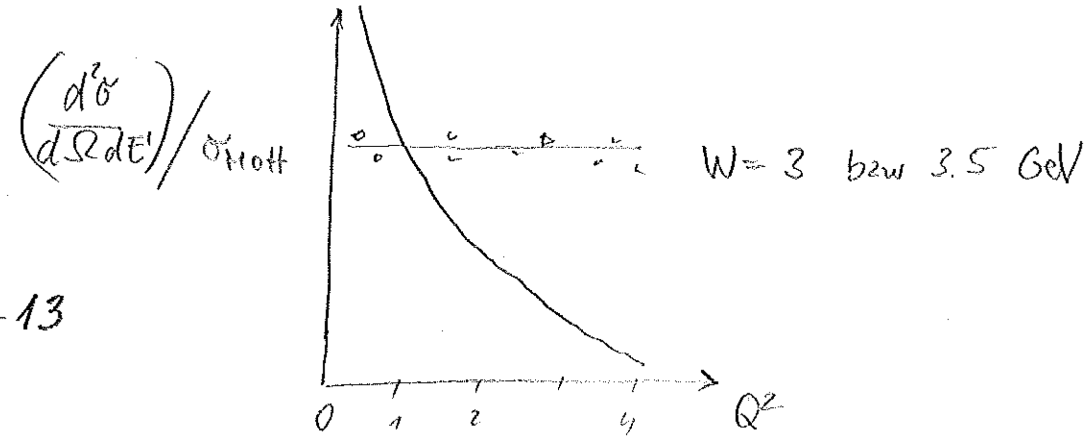
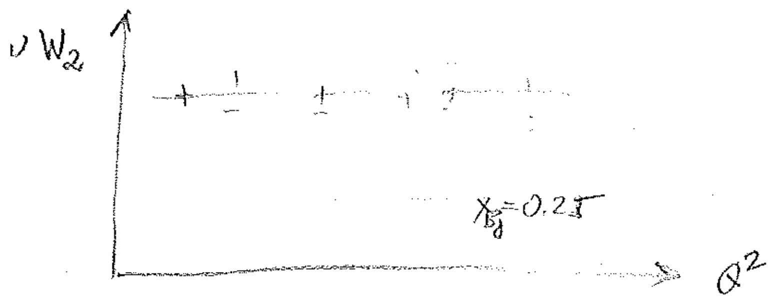


Fig-4-13



Praktisch kein Abh. von νW_2 von Q^2.

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

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

Wenn aber die Strukturfkt nicht von Q^2 abhängen, sollte man aufgrund obiger Diskussion des Formfaktors annehmen, daß man an pktf. „strukturlosen" Teilchen streut.
Da das Proton aber ein ausgedehntes Objekt ist, heißt das, daß es eine Substruktur aus pktf. Konstituenten besitzt: Partonen

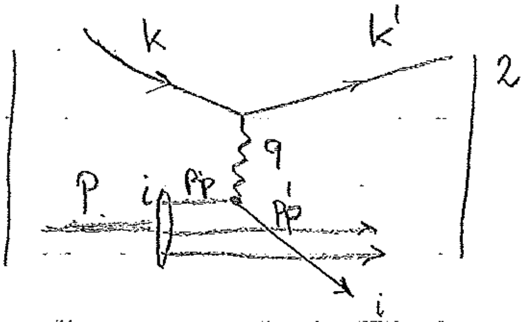
Heute identifiziert man diese Partonen mit den Quarks und Gluonen.

d) Interpretation der Ergebnisse im Parton-Modell

Parton-Modell:
(i) Nukleon besteht aus quasifreien punktf. Konstituenten
(ii) Elektron streut elast. an diesen Spin $\frac{1}{2}$ Partonen
(iii) Gestreute Partonen wechselwirken „stark" mit anderen Konstituenten und bilden die beob. Hadronen

WQ für tief-inelastische ep-Streuung („Piktogramm"):

$$\sigma_{ep}^{inelast} = \sum_i \Big| \quad \Big|^2$$



Infinite Momentum Frame IMF

= Bezugssystem in dem Proton unendl. großen Impuls $\vec{P}$ entlang z-Achse hat.

$$P = (E, 0, 0, \vec{P})$$

Proton kann dann als „Strom" freier, parallel fliegender Partonen betrachtet werden (keine Parton-Parton WechselW, kein transv. Impuls)

Parton-Kinematik im IMF

$$p_p = x_p \cdot P \qquad x_p = \text{Partonimpulsanteil}$$
$$= x_p (E, \vec{P})$$

Invariante Parton-Masse: $m_p^2 = c^2 \cdot x_p^2 P^2 = x_p^2 M^2$
(mit M = Protonmasse)

Elastische Streuung im IHF

$$(p_P + q)^2 = p_P'^2 = m_P^2 c^2 \approx 0 \quad \left\{\begin{array}{l}\text{Wenn man Partonmasse} \\ \text{vernachlässigt gegen } q.\end{array}\right.$$

$$(x_P' P + q)^2 = \underset{\uparrow}{x_P^2 P^2} + 2x_P Pq + q^2 \approx 0$$

$$\left\{\begin{array}{l}\text{Proton 4er Impuls: } P^2 = M^2c^2 \ (\text{Protonmasse}) \\ 2Pq = 2M\nu \quad (\text{s.o.: im Laborsystem ausgerechnet!})\end{array}\right.$$

damit:
$$\boxed{x_P^2 M^2c^2 + 2x_P M\nu + q^2 \approx 0}$$

Mit $|q^2| \gg \underbrace{x_P^2 M^2c^2}_{\text{vernachlässigbar}}$: $\quad x_P = \frac{-q^2}{2M\nu} = \frac{Q^2}{2M\nu} =: x_{Bj}$

D.h. inelastische ep-Streuung mit einem Bjorken $x_{Bj} = \frac{Q^2}{2M\nu} =: x$ kann als elastische Streuung an einem Parton, das den 4er Impulsanteil $x_P = x$ trägt, interpretiert werden (im folgenden nur noch x).

Unter der Annahme, daß e^- elastisch mit den Partonen streut, kann man von „außen" die Impulsverteilung $f_i(x)$ der Partonen messen: $\frac{d\sigma}{dQ^2 dx} \sim f_i(x) \leftarrow$ Impulsverteilung

WQ für elast. e-Parton Streuung mit Impulsanteil x

$$\left(\frac{d\sigma}{dQ^2}\right)_{\text{Parton}\,i} = \underset{\substack{\uparrow \\ \text{Ladung des Partons}}}{z_i^2} \cdot \left(\frac{d\sigma}{dQ^2}\right)_{\text{Mott}} \left(1 + \underbrace{\frac{Q^2}{2m_P^2c^2}}_{=\frac{Q^2}{2x_P^2 M^2c^2}} \cdot \tan^2\frac{\theta}{2}\right)$$

→ **WQ für tiefinelastische ep-Streuung**

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

mit $f_i(x)\,dx$ = Wahrscheinlichkeit q_i mit $x \in [x, x+dx]$ zu finden.

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

$$\frac{d\sigma}{dQ^2\,dx} = \left(\frac{4\pi\alpha^2}{Q^4}\right)\left(\frac{E'}{E}\right)\cos^2\frac{\theta}{2} \cdot \left(\frac{F_2(x)}{x} + 2F_1(x)\frac{Q^2}{2x^2M^2c^2}\tan^2\frac{\theta}{2}\right)$$

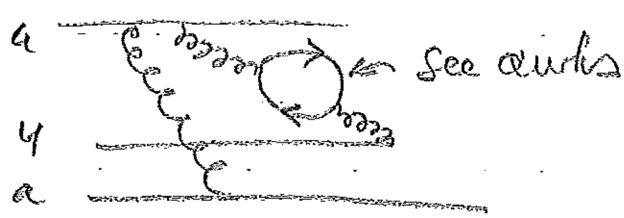
$$F_2(x) = x \cdot \sum_i z_i^2 f_i^q(x)$$

$$2xF_1(x) = x\sum_i \cdots = F_2(x)$$

Callan-Gross-Relation: resultiert aus Spin $\frac{1}{2}$ Eigenschaft von Partonen ($\sim \tan^2\frac{\theta}{2}$)

Fig. 4-14

Bisher haben wir nur die 3 Valenzquarks (u, u, d) berücksichtigt. Da zwischen Quarks Gluonen ausgetauscht werden gibt es auch sogenannte See-Quarks und Anti-Quarks:

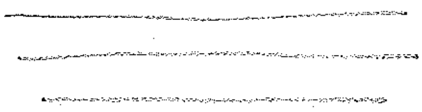


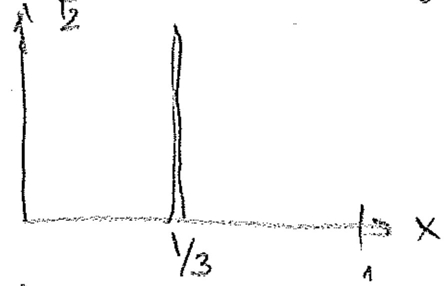
$$\Rightarrow F_2(x) = x \sum_i z_i^2\left(f_i^q(x) + f_i^{\bar{q}}(x)\right)$$

Strukturfunktion F_2 für verschiedene „simple" Proton-Modelle:

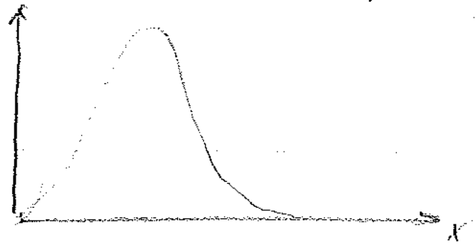
Fig 4-15

3 nicht-WW Quarks

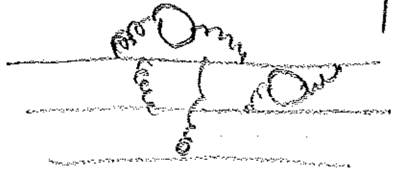


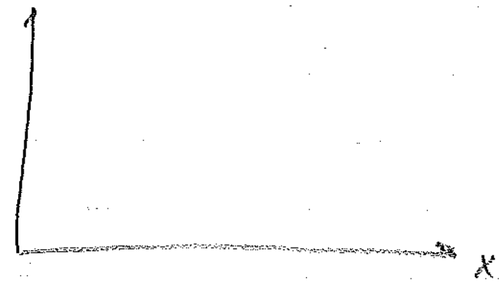


3 Quarks mit WW



3 Quarks mit WW + Seequarks





Die Strukturfkt (Partondichtefkt) des Protons wurde 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

<u>Ergebnis:</u>
- See-Quarks tragen in der Regel sehr kleines x. ($\ll 0{,}2$)
- Valenzquarkverteilung bei $x \approx 0{,}2 \dots 0{,}3$ gepeakt
- $\int F_2(x)\,dx$ = Impulsbruchteil des Protons (Nukleons) der von geladenen Quarks getragen wird: $\approx 50\%$ des Protonimpulses.

$\Rightarrow$ 50% des Protonimpulses wird von Gluonen getragen.