

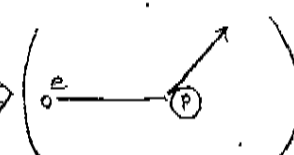
2011年5月10日

前田一将

第7章 深非弾性散乱

7.1 核子の励起状態

テキスト 7.1 参照

$E = 4.5 \text{ GeV}$ あたりにある大きなピーク: 弾性散乱 \Rightarrow 

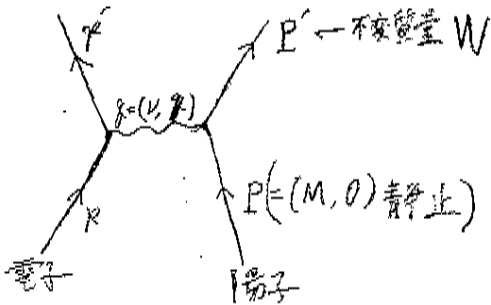
$E = 3.5, 3.8, 4.2$ あたりのピーク: 非弾性散乱
[GeV]

\Rightarrow 核子の励起状態に対応 = 核子共鳴

陽子の励起状態が存在

\downarrow

内部構造があり、陽子は合成された系であることを示唆



$$W^2 c^2 = P'^2 = (P + q)^2$$

$$= P^2 + 2Pq + q^2$$

$$= M^2 c^2 + 2Pq + q^2 = M^2 c^2 + 2Mv - Q^2$$

$$v = \frac{Pq}{M} \quad (\text{Lorentz 不変})$$

$(Q^2 = -q^2)$
運動量平方

電子の反応前のエネルギー - E
" 反応後 " E'

$$v = \frac{Pq}{M}$$

$$= \frac{1}{M} \left(Mc \cdot \frac{E - E'}{c} - 0 \cdot q \right)$$

$= E - E'$: 仮想光子により電子から陽子へ
移行したエネルギー

[$\Delta(1232)$ 共振]]

図7.1において $E = 4.2 \text{ GeV}$ の $e^-p \rightarrow W = 1232 \text{ MeV}/c^2$

$\Delta(1232)$ 粒子 (ここでは Δ^+)

$$\Delta \text{ 粒子} \rightarrow \begin{cases} \Delta^{++} & (uuu) \\ \Delta^+ & (uud) \\ \Delta^0 & (udd) \\ \Delta^- & (ddd) \end{cases}$$

$$\Delta^+ \rightarrow p + \pi^0$$

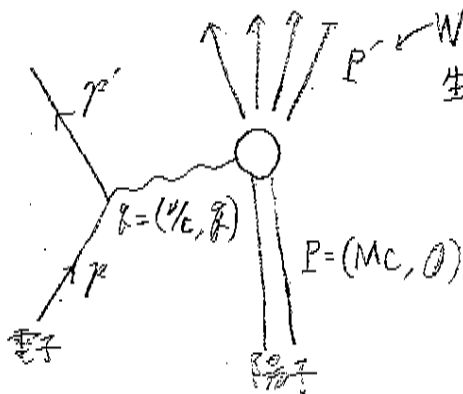
$$\Delta^+ \rightarrow n + \pi^+ \quad \text{にたがちに崩壊}$$

$$\text{寿命} : 5.5 \times 10^{-24} \text{ [s]}$$

7.2 構造関数

10^{-23} 12 32 " 相互作用
[s]

a typical の時間 scale



$W \geq 2.5 \text{ GeV}/c^2$ になると、99% のハドロンが生成されるようになる。

テキスト(7.1)式

$$W^2 c^2 = M^2 c^2 + 2MV - Q^2$$

弾性散乱の場合 $W = M$ より $2MV - Q^2 = 0$

非弾性散乱の場合 $W > M$ より $2MV - Q^2 > 0$

散乱断面積は、テキスト(6.10)式の *Rosenbluth* の公式に代わり

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

$W_1(Q^2, \nu)$, $W_2(Q^2, \nu)$ は構造関数。(弾性散乱における形状因子に相当する。)

テキスト図 7.2

$\theta = 4^\circ$ における、水素による電子の散乱、 $\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}$ を測定

・核子共鳴の領域: Q^2 が増すと断面積は急に減少

W が大きいと、断面積の減少の割合はゆるやかになる。

・核子共鳴より上の領域: 弾性散乱や共鳴の励起からの予想よりもはるかに大きな計数率

テキスト図 7.3

$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} / \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott}^* (= W_2(Q^2, \nu) + 2W_1(Q^2, \nu) \tan^2 \frac{\theta}{2})$ を Q^2 の関数として図示。

・ $W > 2 \text{ GeV}/c^2$ において、 Q^2 にあまり依存しない。

◎ 構造関数が Q^2 に依存しない \Rightarrow 点電荷に散乱されている (テキスト図 5.6 参照)

\Rightarrow 核子は点状の構成要素からなる内部構造を持っている。

議論をみやすくするために、いくつかの量を導入

$$x := \frac{Q^2}{2Pq} = \frac{Q^2}{2M\nu} \quad ; \text{ Bjorken の スケーリング変数} \\ \text{(Lorentz 不変)}$$

弾性散乱 ($W=M$) のとき、 $2M\nu - Q^2 = 0 \Rightarrow x=1$

非弾性散乱 ($W > M$) のとき、 $2M\nu - Q^2 > 0 \Rightarrow 0 < x < 1$

$$F_1(x, Q^2) = M c^2 W_1(Q^2, \nu) \\ F_2(x, Q^2) = \nu W_2(Q^2, \nu) \quad \text{(無次元化)}$$

電子が核子の内部構造である点状の粒子に散乱されていることが判明したが、その粒子のスピンが仮に $\frac{1}{2}$ であるとする。

テキスト(6.5)式より、

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} \left[1 + 2T \tan^2 \frac{\theta}{2}\right] \quad (T = \frac{Q^2}{4M^2c^2}) \quad Q^2 = 2Mv$$

これを、これで、テキスト(7.7)式

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

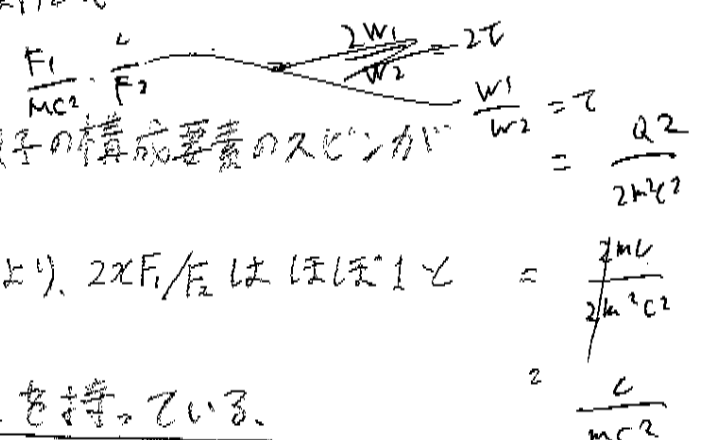
今 $T = \frac{Q^2}{2M^2c^2}$
 $\sim m_i \sim 78-9 \text{ MeV}$
 $(78-9 \text{ MeV})^2 \sim 2.2 \times 10^4 \text{ MeV}^2$
 $\frac{2W_1}{W_2} = 2T \sim 2.2 \times 10^4 \text{ MeV}^2$
 (弾性散乱)

の比較により、

$$2 \times F_1(x) = F_2(x) \quad \text{Callan-Cross の関係式}$$

という関係が得られる。

すなわち、 $2 \times F_1/F_2$ の比が 1 であれば、核子の構成要素のスピンが $\frac{1}{2}$ であるということが出来る。



ここで、実際の実験結果、テキスト図7.5より、 $2 \times F_1/F_2$ はほぼ 1 となっていることがわかる。

核子の点状の構成要素はスピン $\frac{1}{2}$ を持っている。

7.3 パarton模型

$$F_1 = Mc^2 W_1 \quad F_2 = 2W_2 \quad \frac{F_1}{F_2} = \frac{Mc^2}{2} \cdot \frac{1}{Mc^2}$$

陽子の構成要素 = パarton (現在ではクォーク、グルーオン)

深非弾性散乱: 電子と、核子中のパartonとの弾性散乱

陽子の4元運動量を P とし、パartonがその一部 ξP を任しているとする。 (*但し、パartonの横方向の運動量は無視。)

$$(\xi P + q)^2 = (m_e c)^2 \Rightarrow \xi = \frac{-Mv}{P^2} \left(1 - \sqrt{1 + \frac{Q^2 P^2}{M^2 v^2}}\right)$$

$$P^2 = M^2 c^2, \quad x = Q^2 / 2Mv \text{ より}$$

$$\xi = \frac{2x}{1 + \sqrt{1 + 4x^2 (Mc)^2 / Q^2}}$$

$$2x = \frac{Q^2}{Mv} = \frac{2Mv}{Mc^2}$$

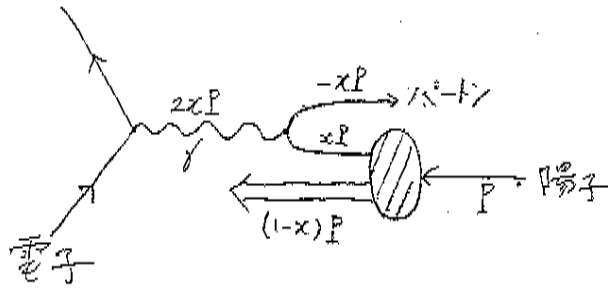
$Q^2 \gg (Mc)^2$ のとき

$$\xi \approx \frac{x}{1 + (Mc)^2 x^2 / Q^2} \approx x$$

Nachtmann 変数 (相互作用するパartonが持っている縦方向の運動量と陽子の全運動量の比)

Nachtmann 変数 x を用いたこれまでの立式は、あくまでもパートンの横方向の運動量と静止質量を無視したときに成り立つ。

→ Breit 座標系の採用



- ・光子はエネルギーをもたない。
- ・ x はパートンが持つ次元運動量の陽子の運動量に対する割合に等しい。

深非弾性散乱の位置分解能 ~ 仮想光子の換算波長 λ

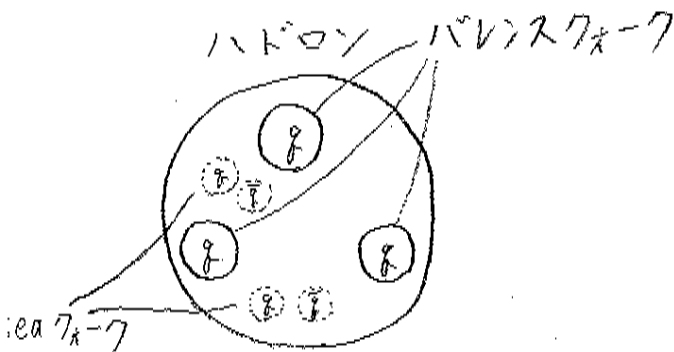
実験室系 ($\beta_0 = v/c$) において、

$$\lambda = \frac{h}{|k|} = \frac{hc}{\sqrt{v^2 + Q^2 c^2}} \approx \frac{hc}{v} = \frac{2Mxhc}{Q^2} \quad \left(\begin{array}{l} \text{例えば } x=0.1, Q^2=4 (\text{GeV}/c^2)^2 \text{ のとき} \\ \lambda = 10^{-17} \text{ m.} \end{array} \right)$$

Breit 座標系では

$$\lambda = \frac{h}{|k|} = \frac{h}{\sqrt{Q^2}}$$

7.4 パarton 模型による構造関数の解釈



たとえば核子の場合、クォーク3つで構成されると一般に言われるけれど、

実際は強い相互作用の場の中で、グルーオンから仮想的なクォーク対が生成・消滅を繰り返している。

クォーク、反クォーク、グルーオンの運動量分布 $f_q(x)$, $f_{\bar{q}}(x)$, $g(x)$

$$F_2(x) = x \cdot \sum_f z_f^2 (f_q(x) + f_{\bar{q}}(x))$$

↑
 $z = 1/3$ for $\lambda, 2 = 0$ or $1/2$ $g(x)$ is no-charged
 だから。

重陽子, 陽子, 中性子の構造関数 F_2^d, F_2^p, F_2^n

$$F_2^d \approx \frac{F_2^p + F_2^n}{2} \quad \text{単純に平均してやればよい.}$$

ちなみに

ビーム粒子としてニュートリノを用いれば、 q - \bar{q} の種類、 q - \bar{q} と反 q - \bar{q} の区別などができる。

(ニュートリノは W^+ の交換により d, s, \bar{u}, \bar{c} (負の電荷を持つ) のみと反応)
(反ニュートリノは W^- の交換により \bar{d}, \bar{s}, u, c (正の電荷を持つ) のみと反応)

陽子と中性子によるニュートリノと反ニュートリノの散乱断面積を適当に組み合わせると、 u および d バレンスクォークや反クォークの粒子中での運動量分布も分離して決定することができる。 詳細は 10.2 節。

[構造関数の x の依存性]

テキスト図 7.7 参照。

- sea クォークは x の小さな値においてのみ構造関数に寄与 ($x \approx 0.35$ ぐらいまで)
- バレンスクォーク分布は $x \approx 0.2$ で Max, $x \rightarrow 0$ および $x \rightarrow 1$ でゼロになる。

[核力]



構造関数の差異が観測された \rightarrow EMC 効果

テキスト図 7.8 参照。

構造関数が原子核媒質に依存する理由は未だ不明。

- クォークが核子の境界を越えて行き来している?
- 核子の半径が原子核中で大きくなる?
- 核子が融合して、6つや9つのバレンスクォークからなる「クォーククラスター」を形成?
- 核子の質量が減少することによる運動学的効果?
- 核子間の相関?
- フェルミ運動?

etc...