

強い相互作用

深非弾性散乱
スペクトロスコピー → ハドロン内部, ハドロン間のカ
(強い相互作用, 場の量子)

クォーク模型 — 1960年代半ば, ハドロンを系統的に整理するために発明

8.1 核子のクォーク構造

[クォーク] 電荷を持つ点状の粒子, スピン $\frac{1}{2}$

核子の性質を説明 → 少なくとも2種類 u, d

$SU(3)$ の
singlet Σ, Λ
triplet Σ, Λ

		u	d	p (uud)	n (udd)
電荷	Z	$+\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	1	0
アイソスピン	I	$\frac{1}{2}$		$\frac{1}{2}$	
	I_3	$+\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$
スピン	S	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$

p と n : $I = \frac{1}{2}$ アイソスピン 2重項 ← u と d = アイソスピン 2重項

素電荷 $\frac{e}{3}$ について 電荷 $\text{Max } \Delta^{++}$ $\text{Min } \Delta^-$ 3つのクォークから成る
($++$) ($-$)
 uuu ddd u クォーク: $+\frac{2}{3}e$
 d クォーク: $-\frac{1}{3}e$

[バレンスクォークと seaクォーク]

バレンスクォーク: 核子の静的構造, スペクトロスコピーの性質, 量子数を決定

seaクォーク: 核子の外的性質には影響を与えないが, 電荷を持つので深非弾性散乱で
"見"ることができ

クォークの世代

flavour (香り): クォークの種類

$$\begin{matrix} Z_f \\ \frac{2}{3} \\ -\frac{1}{3} \end{matrix} \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$$

2重項 (ファミリー, 世代)

c, b, t はたいへん重いのので seaクォークを考慮しな

軽い ← → 重い 電荷

[クォークの電荷] ニュートンの深非弾性散乱によって測られた 核子の構造関数 比較
電子 (or ミューオン) による " ")

電子 or ミューオンによって得られる陽子と中性子の構造関数

$$F_2^{e,p}(x) = x \cdot \sum_f Z_f^2 (q_f(x) + \bar{q}_f(x))$$

$$= x \cdot \left[\frac{1}{9} (d_V^p + d_s + \bar{d}_s) + \frac{4}{9} (u_V^p + u_s^p + \bar{u}_s) + \frac{1}{9} (s_s + \bar{s}_s) \right] \quad (8.1)$$

$$F_2^{e,n}(x) = x \cdot \left[\frac{1}{9} (d_V^n + d_s + \bar{d}_s) + \frac{4}{9} (u_V^n + u_s + \bar{u}_s) + \frac{1}{9} (s_s + \bar{s}_s) \right]$$

$u_v^+(x)$: 陽子, 中性子, 中の u バレンスクォークの分布
 $u_s(x)$: u -sea クォークの分布 etc.

陽子, 中性子の sea クォークの分布は同じ前提... (*)

$u \leftrightarrow d$ 交換 $\Leftrightarrow p \leftrightarrow n$ 交換 (アイソスピンの対称性) より

$$\begin{cases} u_v^p(x) = d_v^n(x) & (P) = |uud\rangle \\ d_v^p(x) = u_v^n(x) & (P, Z) |d\rangle = |udd\rangle \\ u_s^p(x) = d_s^n(x) \stackrel{(*)}{=} d_s^p(x) = u_s^n(x) \end{cases}$$

平均をとった核子の構造関数

$$F_2^{e,N}(x) = \frac{F_2^{e,p}(x) + F_2^{e,n}(x)}{2}$$

$$= \frac{5}{18} x \cdot [(d_v^p + d_s + \bar{d}_s) + (u_v^p + u_s + \bar{u}_s)] + \frac{1}{9} x \cdot [S_s(x) + \bar{S}_s(x)]$$

$$= \frac{5}{18} x \cdot \sum_{f=d,u} (f(x) + \bar{f}(x)) + \frac{1}{9} x \cdot [S_s(x) + \bar{S}_s(x)] \quad (A.3)$$

一方、ニュートリノによって得られる“平均をとった”核子の構造関数は、

$$F_2^{\nu,N}(x) = x \cdot \sum_f (f_f(x) + \bar{f}_f(x))$$

実験結果 $\rightarrow F_2^{e,N}$ と $F_2^{\nu,N}$ は 因子 $\frac{5}{18}$ を除いて等しい

電荷 $\frac{2}{3}$ と $-\frac{1}{3}$ の 2乗の平均

$\rightarrow u$ クォーク: $+\frac{2}{3}$, d クォーク: $-\frac{1}{3}$ は正しい

$$\delta f = \begin{pmatrix} 1 & -1 \\ -1 & 1 \end{pmatrix}$$

クォークの運動量分布] ニュートリノ散乱 (電荷を持つレプトンの散乱) 比較

$$\delta^2 = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix}$$

バレンスクォーク 最大 $x \approx 0.17$

sea クォーク

平均 $\langle x_u \rangle \approx 0.12$

平均 $\langle x_s \rangle \approx 0.04$

構造関数 $F_2^{\nu,N}$ の積分

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

↑ neguri

$$\frac{1-\delta^5}{2} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

$$\frac{1+\delta^5}{2} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$$

クォークが担っている運動量の総和は 残り半分は 核子の運動量の約半分 \rightarrow グルオン

電磁相互作用も 弱い “ もしない

構造関数の比 F_2^n/F_2^p

$$1-\delta^5 = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 1 & -1 \\ -1 & 1 \end{pmatrix}$$

$x \rightarrow 0$ のとき sea クォークが支配 $F_2^n \sim F_2^p$

$x \rightarrow 1$ のとき バレンスクォークが支配

実験値 = $\left(\frac{2}{3}\right)$

$$\frac{F_2^n}{F_2^p} \approx \frac{2z_d^2 + z_u^2}{2z_u^2 + z_d^2} = \frac{2 \cdot \frac{1}{9} + \frac{4}{9}}{2 \cdot \frac{4}{9} + \frac{1}{9}} = \frac{6}{9} = \frac{2}{3}$$

予想 $\rightarrow \frac{1}{4} = \frac{z_d^2}{z_u^2}$

陽子... u クォーク) が運動量の大部分を担う
 中性子... d クォーク)

[構成子クォーク] 核子のスペクトロスコピーから得られる性質を考えたとき

seaクォーク, グルオン → 3つのバレンクォークに組込む

= 構成子クォーク

裸の u, d クォーク (カレントクォーク)

$m_u = 2 \sim 8 \text{ MeV}/c^2$

$m_d = 5 \sim 15 \text{ MeV}/c^2$

構成子クォーク $\sim 300 \text{ MeV}/c^2$

• dクォークはuクォークより重い

陽子 (uud)) パイリンスピン対称性 ($u \leftrightarrow d$) $m_n > m_p$
 中性子 (udd)

— 強い相互作用 — u, d — 一緒 なので

陽子と中性子の質量の差 ← クォークそのものの質量の差

or
 クォーク間の電磁相互作用
 (陽子中の u, d の空間分布)
 (中性子中の d, u)) と仮定すると
 クロムエネルギー — 陽子 (大)

しかし、 $m_n > m_p \Rightarrow m_d > m_u$

よ、2 ハドロンの中のクォーク

ハドロン	バリオン	スピン: 半整数	フェルミ粒子	3つのクォーク
	中間子 (メソン)	整数	ボーズ粒子	2つの "

核子の共鳴 → 励起状態が存在 → より小さい構成要素から成る

[バリオン] 陽子, 中性子 ... 最も軽いバリオン → 基底状態

バリオン・スペクトル ... 原子・分子のスペクトルと類似

違う点 状態間のエネルギー差 (質量差) が核子の質量と同じくらい大きい
 → 励起状態というより固有の寿命を持った独立した粒子とみなす

バリオン数 B	バリオン B = 1	クォーク B = $\frac{1}{3}$
	反バリオン B = -1	反クォーク B = $-\frac{1}{3}$

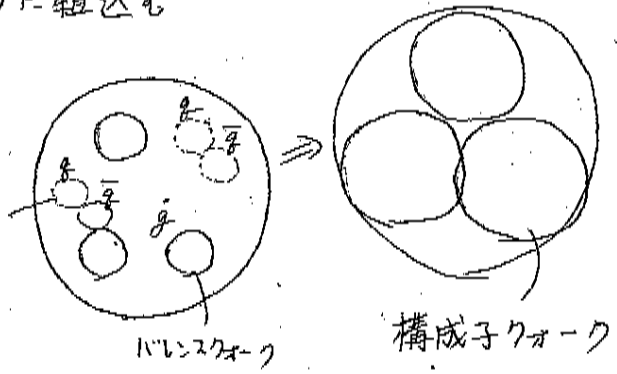
もし $p \rightarrow \pi^0 + e^+$ があれば、バリオン数の保存は破れている
 $B \quad 1 \quad 0 \quad 0$
 $\tau > 5.5 \times 10^{32} \text{ 年}$ (宇宙 1.4 $\times 10^{10}$ 年)

[中間子] 110I 中間子 ... 最も軽いハドロン

$\sim 140 \text{ MeV}/c^2 <$ 構成子クォーク $300 \text{ MeV}/c^2 \Rightarrow$ 相互作用がハドロンの質量に大きく影響

$|\pi^+\rangle = |ud\rangle, |\pi^-\rangle = |\bar{u}\bar{d}\rangle, |\pi^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\{|u\bar{u}\rangle - |d\bar{d}\rangle\}$

中間子 → e, ν , γ 中間子数は保存しない



8.3 クォークとグルーオンの相互作用

ハドロンのクォークは100%の排他原理が守られるため必要

Δ^{++} 英口鳥 (uuu) スピン $J = \frac{3}{2}$ パリティ 正

$J^P = \frac{3}{2}^+$ の最も軽いバリオン

→ 軌道角運動量 $l = 0$ と推定 → 空間波動関数は対称

$J = \frac{3}{2}$ を得るために 3つのクォークのスピンは平行

$$|\Delta^{++}\rangle = |u^{\uparrow}u^{\uparrow}u^{\uparrow}\rangle$$

→ スピン波動関数も対称

同種のクォーク間で2つのクォークの交換に対して系波動関数は対称

→ 全体の波動関数は対称 パウリの原理と矛盾!!

そこで 色波動関数を粒子の交換に対して反対称にする

レオン] 媒介ボソン

強い相互作用

電磁相互作用

(グルーオン (色電荷に結合) QCD
光子 (電荷に結合) QED

$J^P = 1^-$ 質量ゼロの場の粒子 (ベクトルボソン)

3x3の色

1重項 = 8重項

色あらしの状態を作り基底状態の系

グルーオンの8重項

電磁相互作用と違う点、グルーオン間も相互作用する

色物体としてのハドロ]

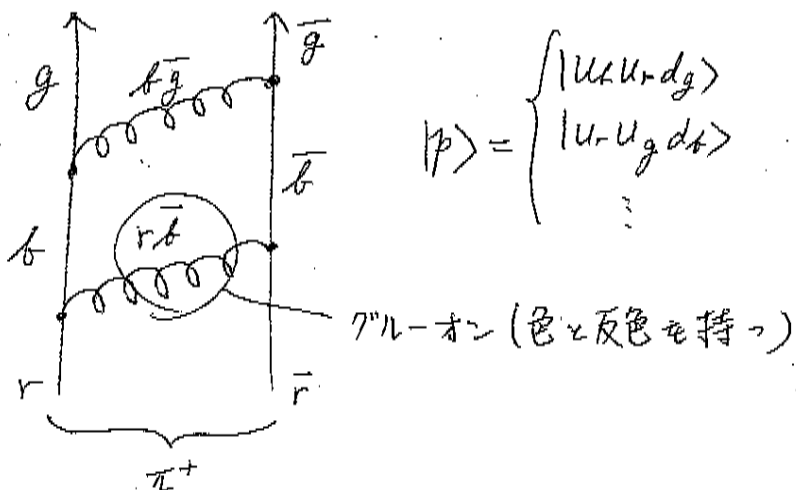
$p \rightarrow |u_g u_g d_r\rangle$ とかはない → 無色な粒子のみ自由粒子として存在する、



色電荷を持つ2つの自由粒子 X
→ 閉じ込め

$$|\pi^+\rangle = \begin{cases} |u_r d_{\bar{r}}\rangle \\ |u_b d_{\bar{b}}\rangle \\ |u_g d_{\bar{g}}\rangle \end{cases} \quad \text{断り間の変化}$$

$|\bar{q}\bar{q}\rangle$
 $|\bar{q}\bar{q}\bar{q}\rangle$ は存在しない



電磁相互作用 Q^2 依存性 (小) $\alpha = \frac{1}{137}$

強い相互作用 Q^2 " (大) $\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \cdot \ln(Q^2/\Lambda^2)}$ (p. 6)

n_f : 関与するクォークの種類の数 3 ~ 5 u, d, s, c, b, ~~τ~~

Λ : QCD 唯一の自由なパラメータ, 実験から決定 $\Lambda \approx 250 \text{ MeV}/c$

摂動計算を行うためには $\alpha_s \ll 1 \Leftrightarrow \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \cdot \ln(Q^2/\Lambda^2)} \ll 1$

換算波長 $\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{Q^2}}$ (7.19) $\Leftrightarrow \ln\left(\frac{Q^2}{\Lambda^2}\right) \gg 1 \Leftrightarrow Q^2 \gg \Lambda^2 \approx 0.06 (\text{GeV}/c)^2$

$Q^2 \rightarrow \infty, \lambda \rightarrow 0$ 漸近的自由度

8.4 構造関数のスケーリングの破れ

重陽子の構造関数 $F_2^d(x, Q^2)$

x が小さいとき Q^2 とともに増加
 x が大きいとき Q^2 とともに減少

スケーリングの破れ

$\Rightarrow Q^2$ が大きくなると運動量の小さなクォークが増える
 (x が小さい)

クォークが空間的拡がりを持つわけではなく、核子の構成要素が絶えず相互作用している

仮想光子の分解能で説明 $\lambda = \frac{h}{\sqrt{Q^2}}$
 Q_0^2 : 小さい

$Q^2 = Q_0^2$ のとき 分解能 (悪) クォークとグルーオン分離できない

$Q^2 > Q_0^2$ のとき " (良) 放射過程見える \rightarrow 核子の運動量を担うパートン数 (増)
 \rightarrow 1つのクォークが担う運動量 x (小)

x 小 $f(x, Q^2) > f(x, Q_0^2)$
 x 大 $f(x, Q^2) < f(x, Q_0^2)$

グルーオン分布: $f(x, Q^2)$ も Q^2 依存性あり

$\alpha_s(Q^2 = 100 (\text{GeV}/c)^2) \approx 0.16$