

第14章 軽いクォークからなる中間子

軽いクォーク: u, d, s

前章までの議論が重いクォークからなる中間子と異なり、クォークが混ざり合うため、
クォーク自身は棒状で、棒状のクォークとして与えると、非相対論的に扱える。

14.1 中間子の多重項

[中間子の量子数]

以下では、軌道角運動量 $L=0$ の基底状態のみを扱う。

\bar{q} と q のスピンを合成すると、 $S=0$ の 1

よって、全角運動量 $J=S+L=0$ の 1

また、 \bar{q} と q は反対のパリティを持ち、また $L=0$ より

中間子のパリティ $P=(-1)^{L+1} = -1$

$J^P = 0^-$: 擬スカラー中間子

$J^P = 1^-$: ベクトル中間子

それぞれにおいて、 $3 \otimes 3 = 9$ 種の中間子があると予想される。

Dirac eq. free particle

$$i(\not{\partial} - m)\psi = 0.$$

$$i(\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi = 0.$$

Dirac 表示.

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} 1 & \\ & -1 \end{pmatrix} \quad \beta = \gamma^0$$

$$\gamma^i = \begin{pmatrix} & \sigma_i \\ -\sigma_i & \end{pmatrix} \quad \alpha = \gamma^0 \gamma^i$$

~~$\alpha = \gamma^0 \gamma^i$~~

$$\hat{H} = \alpha \cdot p + \beta m \quad \{ \alpha_i, \alpha_j \} = 2\delta_{ij}$$

$$\alpha^2 = i\alpha^i \alpha^j \epsilon_{ijk} \alpha^k$$

[アイソスピンとストレンジネス]

まず u, d のみを考える。この2つは共に $m \approx 300 \text{ MeV}/c^2$ なので混ざり合う。

→ アイソスピン I という量を導入。

$u: I_3 = +1/2, d: I_3 = -1/2 \quad I=1/2$ の 2重項

u と d によって、 $2 \otimes 2 = 3 \oplus 1$ の 3重項と 1重項が構成される。

(cf. p, n の $I_3 = \pm 1/2$)

ここには s を加える。 s はストレンジネス $S=-1$ という量を持つ。

$\bar{s}s$ は、同じ量子数を持つ $u\bar{u}$ や $d\bar{d}$ と混ざり合う。

ただし、質量が少し大きい ($\approx 450 \text{ MeV}/c^2$) ため、 $u\bar{u}$ と $d\bar{d}$ はほとんど混じらない。

* アイソスピンやストレンジネスは弱い相互作用では保存しない。

8重項と 1重項の組み合わせで、8重項と 1重項を作る。

$$3 \otimes 3 = 8 \oplus 1 \quad (SU(3) \text{ 対称性})$$

	B	J	I	I_3	S	Q/e
u	$+\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	0	$+\frac{2}{3}$
d	$+\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	0	$-\frac{1}{3}$
s	$+\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	0	0	-1	$-\frac{1}{3}$
\bar{u}	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	0	$-\frac{2}{3}$
\bar{d}	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	0	$+\frac{1}{3}$
\bar{s}	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	0	0	+1	$+\frac{1}{3}$

各量子数の表

B: バリオン数 $B=0$
 $J = S + L = S$: スピン (= 全角運動量)

I: アイソスピン

I_3 : アイソスピンの第3成分

S: ストレンジネス

Q/e: 電荷

(4.) $Y = B + S$: ハイパーチャージ (超電荷) として

$Q = I_3 + Y/2$ (西島-ゲルマンの法則)

ベクトル中間子 ($J^P = 1^-$)

e^+e^- 衝突により、中性のベクトル中間子生成。テキスト図9.3参照

1 GeV 付近で3つの共鳴 \rightarrow $\begin{cases} \text{最も重いもの} & |\phi\rangle = |s^{\uparrow}s^{\uparrow}\rangle \\ \text{わずかに軽いもの} & |\rho^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|u^{\uparrow}u^{\uparrow}\rangle - |d^{\uparrow}d^{\uparrow}\rangle) \\ & |\omega\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|u^{\uparrow}u^{\uparrow}\rangle + |d^{\uparrow}d^{\uparrow}\rangle) \end{cases}$

ρ は $I=1$ なので、3重項を生成。 $I_3=0$ のものは $|\rho^0\rangle$ に対応。残り2つ $\begin{cases} |\rho^+\rangle = |u^{\uparrow}d^{\uparrow}\rangle \\ |\rho^-\rangle = |\bar{u}^{\uparrow}\bar{d}^{\uparrow}\rangle \end{cases}$

$S \neq 0$ となるもの:

ベクトル中間子で $S \neq 0$ なるものは、 K^* 中間子とよばれる。

これは、s 夸克を一つだけ含む。相方は u, \bar{u}, d, \bar{d} の中で合計の電荷が整数となるもの。

4つの組み合わせが有りうる。 $\begin{cases} |K^{*+}\rangle = |s^{\uparrow}u^{\uparrow}\rangle \\ |K^{*0}\rangle = |s^{\uparrow}d^{\uparrow}\rangle \\ |K^{*-}\rangle = |u^{\uparrow}\bar{s}^{\uparrow}\rangle \\ |K^{*0}\rangle = |d^{\uparrow}\bar{s}^{\uparrow}\rangle \end{cases} \rightarrow$ それぞれ $I=1/2$ の2重項の対。

[擬スカラー中間子] ($J^P = 0^-$)

擬ス → パリティが負という意味。

↑
相対的

擬スカラー中間子の構造は、前回のベクトル中間子の構造と同じ。

ベクトル → 擬スカラー

$\rho \rightarrow \pi$
 $K^* \rightarrow K$

$\eta' \rightarrow \phi$
 $\eta \rightarrow \omega$ ベク

↑
クォーク

$$\pi \rightarrow \begin{cases} |\pi^+\rangle = |u\bar{d}\rangle \\ |\pi^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|u\bar{u}\rangle - |d\bar{d}\rangle) \\ |\pi^-\rangle = |d\bar{u}\rangle \end{cases}$$

← ρ と同じ構造

$$K \rightarrow \begin{cases} |K^+\rangle = |s\bar{u}\rangle \\ |K^0\rangle = |s\bar{d}\rangle \\ |K^-\rangle = |u\bar{s}\rangle \\ |\bar{K}^0\rangle = |d\bar{s}\rangle \end{cases}$$

← K^* と同じ構造

chiral symmetry が

↑ SSB
↑ 12
↑ 2つの mass
↑ 2つ。
π K η η' (2 NG Boson)

↓

mass が 異質に小さい

しかし、 η と η' についてはクォークの混合の仕方がベクトルの場合と異なる。

$I_3 = S = 0$ となるのは、8重項のうちの一つと、1重項が一つ。

8重項のうちの一つは $I=1$ の3重項のうちの一つ、→ π^0, ρ^0

8重項のもう一つ(→ η) と、フレーバーに関して対称な1重項(→ η') は

フレーバーの SU(3) 対称性が破れているために、($m_u, m_d \neq m_s$) 混じり合う。

擬スカラーの場合この混合は小さく、 η や η' はそれぞれかなり純粋な8重項と1重項である。

$$|\eta\rangle \approx |\eta_8\rangle = \frac{1}{\sqrt{6}} \{ |u^1\bar{u}^1\rangle + |d^1\bar{d}^1\rangle - 2|s^1\bar{s}^1\rangle \}$$

758 MeV

↑
Photon

$$|\eta'\rangle \approx |\eta_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}} \{ |u^1\bar{u}^1\rangle + |d^1\bar{d}^1\rangle + |s^1\bar{s}^1\rangle \}$$

chiral breaking
anomaly!!
↑
この極め2重に近づける

0.1 rad

一方ベクトル中間子の場合、「自然の気まぐれ」によって、混合角はほぼ $\arctan \frac{1}{2}$ であり

φ はほぼ純粋な SS, ω は S 成分をほぼ含まない。 $U_A(1)$ anomaly

14.2 中間子の質量

$U_{Axial}(1)$ は SSB による、explicit な破れ

軽い中間子について、対応するベクトル中間子と擬スカラー中間子の質量差はかなり大きい。
テキスト図14.2参照

↑
これは NG Boson ではない

軽い中間子の質量 $M_{\eta\eta'}$ とする。

↑
K, η の測定の値から、 η と η' の mass 差

$$M_{\eta\eta'} = m_\eta + m_{\eta'} + \Delta M_{SS} \quad (m_\eta, m_{\eta'} \text{ は 擬スカラークォークの質量})$$

テキスト(13.10), (13.11) 式より、

$$\Delta M_{SS} = \begin{cases} -3 \cdot \frac{8\Lambda^3}{9c^3} \frac{\pi\alpha_s}{m_\eta m_{\eta'}} |\psi(0)|^2 & \text{擬スカラー中間子} \\ +1 \cdot \frac{8\Lambda^3}{9c^3} \frac{\pi\alpha_s}{m_\eta m_{\eta'}} |\psi(0)|^2 & \text{ベクトル中間子} \end{cases}$$

$$\begin{aligned} \pi \quad 140 &= 2m_u - 3a \frac{1}{m_u} \\ \rho \quad 770 &= 2m_u + a \frac{1}{m_u} \end{aligned}$$

⊗ ⇒ $m_u \approx 300$

⊗ 式より、対応する中間子の質量差は

4. $\frac{8A^3}{9c^3} \frac{\pi K_s}{m_q m_{\bar{q}}} |\psi(0)|^2$ であり、これは m_u, m_d が小さいほど質量差が大きくなることを意味する。

前述の M_{π^\pm} についての式を測定結果に代換することで、 m_u, m_d, m_s の値が求まる。

これらの値と式は中間子のスペクトルをたいへんよく記述する。(テキスト表 14.2 参照)

すなわち、構成子フォークの概念は正しい。

また、 M_{π^\pm} の式に運動エネルギーやポテンシャルが含まれていないことから、運動エネルギーとポテンシャルエネルギーの効果は相殺されているようである。

4.3 崩壊チャネル

この章で扱っている中間子の主要な崩壊チャネルが表 14.3 に示されている。

◦ π^0 中間子

ハドロン中最も軽いので強い力で崩壊できない。電磁気力で 2γ に崩壊。

◦ π^\pm 中間子

半レプトン崩壊で $e + \nu_e$ や $\mu + \nu_\mu$ に崩壊。レプトン保存のため、 e への崩壊は μ への崩壊に比べてたいへん少ない。

◦ K 中間子

Sクォークを含む最も軽い中間子なので、S がフレーバーを変える弱い相互作用で崩壊。K⁰ 崩壊は特殊。

◦ ρ 中間子, K^* 中間子

ベクトル中間子は強い相互作用で崩壊すると通常、 π を放出して軽い擬スカラー中間子に変わる。 $\rho \rightarrow 2\pi$ や $K^* \rightarrow K\pi$ は典型的な例。

◦ ω 中間子

ρ と異なり、Gパリティ保存のために2つの π に崩壊できない。 $\omega \rightarrow 3\pi$ 。

◦ ϕ 中間子

OZI則のため $\phi \rightarrow \rho\pi$ は抑制。その結果、主に $\phi \rightarrow 2K$ と崩壊。

◦ η 中間子

2つの π への崩壊: パリティ保存よりできない。

3つの π への崩壊: アイソスピン保存を破る。電磁相互作用により可能したが、通常の強い相互作用を有する従って寿命が長い。

◦ η' 中間子

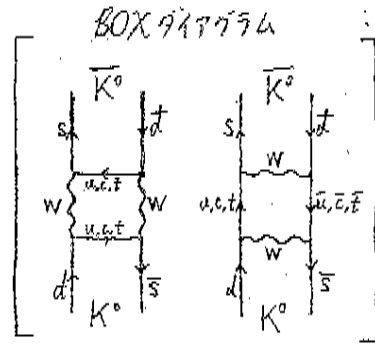
主に $\eta' \rightarrow \pi\pi\eta$ だが抑制されているため電磁気的な崩壊 $\eta' \rightarrow \rho\gamma$ も同程度起こる。

14.4 中性K中間子の崩壊

C(チャージ), P(パリティ) の考察で大変重要.

[K^0 と \bar{K}^0 の混合]

$$K^0 \leftrightarrow \begin{cases} 2\pi (P=+1) \\ 3\pi (P=-1) \end{cases} \leftrightarrow \bar{K}^0 \quad \Leftarrow P \text{ の破れ}$$



Boxダイアグラムにより混合. スレンジネスが変わるので, 弱相互作用によるもの.

CPの保存

V-A理論によるCPの保存は10章で示された通り.

$$CP|\pi^0\pi^0\rangle = +1|\pi^0\pi^0\rangle \quad CP|\pi^+\pi^-\pi^0\rangle = -1|\pi^+\pi^-\pi^0\rangle$$

$$CP|\pi^+\pi^0\rangle = +1|\pi^+\pi^0\rangle \quad CP|\pi^-\pi^+\pi^0\rangle = -1|\pi^-\pi^+\pi^0\rangle$$

K^0 と \bar{K}^0 ははきりとしたCPパリティを持たない. $CP|K^0\rangle = +|\bar{K}^0\rangle$ とする.

$$CP|K^0\rangle = -|\bar{K}^0\rangle, \quad CP|\bar{K}^0\rangle = -|K^0\rangle$$

← 2932210 $|K^0\rangle, |\bar{K}^0\rangle$ は CP の固有状態ではない.

K^0 崩壊のCP保存について考えるにあたって, はきりとした値をもつCPの固有状態を構成.

$$|K_1^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle), \quad CP|K_1^0\rangle = +|K_1^0\rangle$$

$$|K_2^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle), \quad CP|K_2^0\rangle = -|K_2^0\rangle$$

CP保存を考えると

$$K_1^0 \rightarrow 2\pi \text{ (寿命:短)}, \quad K_2^0 \rightarrow 3\pi \text{ (寿命:長)}$$

K^0 は K_1^0 と K_2^0 の線型結合で表すことができる. すなわち K^0 には短寿命のものと長寿命のものがあ.

実際に実験すると, 確かに半々の割合で, 短寿命のものと長寿命のものがあ. $\rightarrow K_1^0$ および K_2^0 が K^0 に対応. K_1^0 が K_2^0 に対応.....か?

[CP破れ]

K^0 の生成点から十分離れたところでは, 純粋な K_1^0 が得られる.

K_1^0 の崩壊は, $K_1^0 \rightarrow 2\pi$ など, ほとんどがCP保存である. が,

$K_1^0 \rightarrow 3\pi$ がごくわずかに存在. \Rightarrow CPの破れが起きている!

また, K^0 の半レプトン崩壊における粒子, 反粒子の発生率の非対称もCP破れの1例である.

$K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ のほかにも, $D^0 \leftrightarrow \bar{D}^0, B^0 \leftrightarrow \bar{B}^0, B_s^0 \leftrightarrow \bar{B}_s^0$ でCP破れが期待される.

$B^0 \leftrightarrow \bar{B}^0$ の混合 \rightarrow DESYで発見(1987年)

(CP破れ \rightarrow B-factoryで検出.)