

第8章 クオーカル-オノンと強い相互作用

8.1 核子のクオーカル構造

深非弾性散乱により核子が電荷を持つ点状の粒子つまりクオーカルから構成されていてそれが分かた。核子の性質(電荷、質量、磁気モーメント、アイソスピニなど)は少なっても2種類のクオーカがありこれによて説明されねばならず、そちらを u(アップ(up)), d(ダウン(down))と書く。

	クオーカル		核子		
	u	d	p	n	
電荷	z	$+\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	1	0
アイソスピニン	I	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$
スビニン	I_3	$+\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$
	s	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$

- 陽子は u クオーカル 2 個と d クオーカル 1 個、中性子は u クオーカル 1 個と d クオーカル $\frac{1}{2}$ 個から成っている。
- 陽子と中性子が $I = \frac{1}{2}$ のアイソスピニン 2 重項を成しているのは u クオーカル 2 個と d クオーカル 1 個のアイソスピニンの 2 重項を成していくことに起因する。
- クオーカルの電荷は陽子と中性子の電荷によつて一意的に決まるのではなく、これまで発見されたハドロンの中でも正電荷の場合、素電荷の 2 倍(例えは Δ^+)が最大で、負電荷の場合、素電荷の 1 倍(例えは Δ^-)が最大であるので、 Δ^+ は 3 つと u クオーカルから成り、 Δ^- は 3 つの d クオーカルから成るといふ考え方でいふことによつて示唆されたもの。

バレンスクオーカルと海クオーカル

核子の量子数を決定する 3 つクオーカルをバレンスクオーカルと呼ぶ。核子の中にはこの他にも仮想クオーカル-反クオーカル对が存在してい、これらを海クオーカルと呼ぶ。海クオーカルの量子数は平均として実質的にはセーリングしてようので、核子の外的性質には影響を与えないが、電荷を持っているので、深非弾性散乱でこわらを見ることができる。

「海クォーク」の中には u や d クォークだけでなく他の種類のクォークが存在する。
クォークの種類は香り (flavor) で呼ばれる、質量が小さいものから大きい順に並べられて、

$$\begin{array}{c} \text{第一世代} \quad \text{第二世代} \quad \text{第三世代} \\ \left(\begin{array}{l} u: \text{アントラム (up)} \\ d: \text{ダウム (down)} \end{array} \right) \quad \left(\begin{array}{l} c: \text{チャーム (charm)} \\ s: \text{ストレンジ (strange)} \end{array} \right) \quad \left(\begin{array}{l} t: \text{トップ (top)} \\ b: \text{ボトム (bottom)} \end{array} \right) \end{array}$$

6つの種類がある。上の列のクォークは電荷 $z_f = +\frac{2}{3}$ 、下の列のクォークは $z_f = -\frac{1}{3}$ を持っている。 c, b, t の質量はたいへん大きいので、たいへん実験において到達可能な Q^2 の範囲では主要な役割を果たさない。上記以外ではこれらは無視する。

クォークの電荷

電子ないしミュー電子の深非弾性散乱による得られる陽子と中性子の構造関数は式 (7.16) と同様のように与えられる。

$$\begin{aligned} F_z^{ep}(x) &= x \cdot \left[\frac{1}{9} (d_v^p + d_s^p + \bar{d}_s^p) + \frac{4}{9} (u_v^p + u_s^p + \bar{u}_s^p) + \frac{1}{9} (s_s + \bar{s}_s) \right] \\ F_z^{en}(x) &= x \cdot \left[\frac{1}{9} (d_v^n + d_s^n + \bar{d}_s^n) + \frac{4}{9} (u_v^n + u_s^n + \bar{u}_s^n) + \frac{1}{9} (s_s + \bar{s}_s) \right] \end{aligned} \quad (8.1)$$

$u_v^p, u_s^p, d_v^p, d_s^p$ ：陽子または中性子の u クォークの分布

$u_v^n, u_s^n, d_v^n, d_s^n, s_s, \bar{s}_s$ ：それぞれの海クォークの分布

ここで、陽子と中性子における海クォーク分布は同じであるという前提に立つので、海クォークについては、添字をやめはしますことができる。陽子と中性子は u や d クォークおよびその分布) を交換する形で中性子と陽子に変換される (アイソスピン対称性) ので、

$$\begin{aligned} u_v^p(x) &= d_v^n(x) \\ d_v^p(x) &= u_v^n(x) \end{aligned} \quad (8.2)$$

$$u_s^p(x) = d_s^n(x) = \bar{d}_s^n(x) = u_s^n(x)$$

この式で平均をとった核子の構造関数は、

$$\begin{aligned} F_2^{en}(x) &= \frac{F_2^{ep}(x) + F_2^{em}}{2} \\ &= \frac{5}{18} \times \sum_{f=d,u} (\bar{\gamma}_f(x) + \bar{\delta}_f(x)) + \frac{1}{9} \times [S_3(x) + \bar{S}_3(x)] \quad (8.3) \end{aligned}$$

Sコーカは海コーカでのみ現れるが、こままで第2項は小さい、したがって近似的に因子 $\frac{5}{18}$ が得られるが、これは d および u の電荷の自乗の平均値。

一方、ニートリノの深非弾性散乱には因子 $\frac{1}{9}$ が入る。すなはち (7.17) のように陽子と中性子の平均をとった核子の構造関数は

$$F_2^{vn}(x) = \frac{1}{9} \sum_f (\bar{\gamma}_f(x) + \bar{\delta}_f(x)) \quad (8.4)$$

となるので、これは F_2^{en} と F_2^{vn} は因子 $\frac{5}{18}$ を除くすれば等しいということを示している。このことから u コーカが電荷 $+\frac{2}{3}$ 、 d コーカが電荷 $-\frac{1}{3}$ を持つといふて考へるには正しいことが分かる。

コーカ運動量分布

ニートリノの散乱で荷電レプトンの散乱の結果を比べることにより海コーカとバレンスクコーカの運動量分布に関する情報が得られる。

構造関数 F_2^{vn} の上についての積分を考えると重要な情報を更に得られる。その積分値は核子の運動量うちコーカが担っている運動量の割合を与える。実験結果は、

$$\int_0^1 F_2^{vn}(x) dx = \frac{18}{5} \int_0^1 F_2^{en}(x) dx \approx 0.5 \quad (8.5)$$

これは、核子の運動量の約半分をコーカが担っていることを示していく。残りの寄与は電磁相互作用も弱い相互作用もしくはグルーオンの寄与と考えられる。

F_2^{vn}/F_2^{en} の比を考えたとき、(8.1) の式では海コーカは主に役割を果たさないので、 F_2^{vn}/F_2^{en} は核子のバレンスクコーカの電荷の自乗の平均 $(2Z_d^2 + Z_u^2)/(2Z_d^2 + Z_u)$ に対する $\frac{5}{3}$ まで減少する方が期待できだが、実験値は $\frac{1}{4}$ である。これは Z_d^2/Z_u^2 の値が

あるので、運動量の大部分は、陽子では α トーアが、中性子では d トーアが担っていることを示している。

構成子トーア

核子のスペクトロスコピーから得られる性質を考慮する場合には、海クオーアとグルーオンを交互に取り扱う必要がない。これらをバランススクオーアに組み込んであるかもろのバランススクオーアのみが存在して質量数が大きくなっている。質量数は以前と変わらないというふうに書くことができる。この「実効的なバランススクオーア」は構成子トーアと呼ばれている。

α トーアと d トーアの実際の静止質量は $m_\alpha = 1.5 - 5 \text{ MeV}/c^2$, $m_d = 3 - 9 \text{ MeV}/c^2$ といへん小さな質量で、これらはカレントトーアの質量と呼ばれる。しかし、ハドロニースペクトロスコピー（例えは磁気モードや励起状態の計算）から得られる質量は約 $300 \text{ MeV}/c^2$ であるが大きいので、これは構成子トーア質量であり、またこのグルーオンと海クオーアを雲によつて表すのが一般的である。

d トーアは α トーアより重い。それは、陽子・中性子の質量の違いは強い相互作用がトーアの通りに依存しないので、ボルツマンの質量の違いやあらはトーア間の電磁磁相互作用によるものである。トーアの空間分布が等しいと仮定すれば、クーロンエネルギーは陽子においての方が明らかに大きいそれにも関わらず $M_d > M_\alpha$ なのだから、 $m_d > m_\alpha$ でなければならぬ。

8.2 ハドロン中のトーア

ハドロン { バリオン (baryon) ... 半整数倍のスピンを持つ。フェルミ粒子
ハドロン { 中間子 (meson) ... 整数倍のスピンを持つ。ボース粒子

代の短寿命の粒子とともに核子が共鳴することが発見された。核子の共鳴は核子の励起状態を解釈することができ、それにより核子がより小さな複数の要素から構成されているということが分かった。

バリオン

陽子と中性子は最も小さな質量を持つバリオンである。バリオンの励起状態には原子や分子のスペクトルに類似しているが、状態の間のエネルギー差(つまり質量差)が核子の質量と同じくらいであるので、相対的に見ても原子物理や分子物理の場合より大きい。また、これらの状態を励起状態というよりは固有の状態を持った独立した粒子と見なす。陽子や中性子以外のバリオンも3つの夸克から構成されいる。

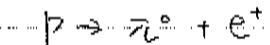
粒子反応でバリオンが生成されたときには、同時に同じ数の反バリオンが生成される。これを記述するためにはバリオン数 B という新しい量子数を導入する。量積加法的

$$(+) バリオン = B = 1 \Rightarrow (+) - (-) = B = \frac{1}{3}$$

$$(-) 反バリオン = B = -1 \Rightarrow (-) + (+) = B = -\frac{1}{3}$$

$$その他のすべての粒子 = B = 0$$

である。バリオン数は今日までに知られている限りでは全ての粒子反応で粒子崩壊によって保存する。つまり夸克数から反夸クレット数を引いた数は保存する。それを破る反応の例)



であるがこのように崩壊は発見されておらず、もし崩壊するとして、その寿命は 5.5×10^{-32} 年以下である。

中間子

最も軽いハドロンはパイ中間子で、質量は約 $140 \text{ MeV}/c^2$ であり核子よりさらに軽い。

パイ中間子の電荷状態 パイ中間子の構成

$$\pi^+ \quad |\pi^+\rangle = |u\bar{d}\rangle$$

$$\pi^0 \quad |\pi^0\rangle = |\bar{u}d\rangle$$

$$\pi^- \quad |\pi^-\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \{ |u\bar{u}\rangle - |\bar{d}d\rangle \}$$

パイ中間子のスピンはりながら 2つのクォーク、正確に言えば「クォークと反クォーク」の対から構成されている。パイ中間子は最も軽いクォークの系であるから、更に軽いレプトンか光子にのみ崩壊することができる。パイ中間子の質量が $140 \text{ MeV}/c^2$ で、構成子クォークの質量 $300 \text{ MeV}/c^2$ より小さいという事実は、クォーク間の相互作用がハドロンの質量に大いに影響していることを示している。

クォークと反クォークの対から成るハドロンを中間子と呼ぶ。中間子のスピンはクォークと反クォークのそれよりの大きさが 2 のスピンのベクトル和で整数の軌道角運動量から成っている。中間子 (は、電子、ミュー・オン、ニュートン) ないし光子に崩壊する。つまり「中間子数の保存」というものは存在しない。それは 中間子は「クォーク-反クォーク対」であって「クォーク数から反クォーク数を引いてゼロであるので、いくらでも中間子が生成されるし、消滅するから」。

8.3 フォークとグルーオンの相互作用

色

フォークは色でいうもう1つの重要な性質を持っている。ハドロン中のフォークについて(パウリ)の原理が守らるためには色が必要、例えは、バリオンの Δ^+ を考えると、この粒子はスピンが $\frac{3}{2}$ で、スピンの不成分が $\frac{3}{2}$ の場合には、スピニ $\frac{1}{2}$ が上向きの3つのリックフォークから構成されているはずである($u\uparrow d\uparrow u\uparrow$)。しかしこれは、フェルミ子粒であるフォークについて、スピニ $\frac{1}{2}$ が上向もという同じ状態にリックフォークが3個存在する事になり、パウリの原理に矛盾する。

ここで新しい性質「色」を導入することによってパウリの原理が成立立つようにすることができる。フォークに赤(red), 青(blue), 緑(green)という記号を与えることにし、それに対応して反フォークに反赤(anti-red), 反青(anti-blue), 反緑(anti-green)を与える。こうすることで3×3のリックフォークを識別することができる。「色は理論的な理由で導入されたが、こう伝説が正しいことを示す実験的な証拠がある。

グルーオン

1. フォークをハドロンの形に束縛する相互作用を強い相互作用と呼ぶ。フォーク間の強い相互作用の際に交換される粒子はグルーオンである。

グルーオンは色と反色を同時に帯びている。群論的規則によれば、3×3の色の組み合せは2種類の多重項、1重項と8重項となる。

$$1\text{重項} = \sqrt{\frac{1}{3}} (r\bar{r} + g\bar{g} + b\bar{b})$$

$$8\text{重項} = r\bar{g}, r\bar{b}, g\bar{r}, g\bar{b}, b\bar{r}, b\bar{g}; \sqrt{\frac{1}{2}} (r\bar{r} - g\bar{g}), \sqrt{\frac{1}{6}} (r\bar{r} + g\bar{g} - 2b\bar{b})$$

1重項は3つの色と3つの反色から対称につくられており、特定の色に作用することができない。電荷の間に交換されることはできない。

8重項の状態は色のあらゆる状態をつくることができるよう基底状態。2種類の色を帯びたグルーオンを交換することによって強い相互作用が生じる。

フォーク間だけではなくグルーオン間の相互作用もある。これはケーニギ子粒同士が相互作用する事である。電磁相互作用とは大きく異なる点である。

8.3 タークとグルーオンの相互作用 色

ターコイドは色というもう1つの重要な性質を持っています。ハドロン中のターコイドについてパウリの原理が守らるためには色が必要です。例えは、バリオンの図を考えてみると、この粒子はスピンが半分で、スピンの2倍分が3の場合には、スピンが上向きの3つのu↑d↑d↑から構成されているはずですである(u↑d↑d↑)。しかしこれは、フェルミ粒子であるターコイドでは、スピンが上向きという同じ状態にロタクが3個存在することになり、パウリの原理に矛盾する。

ここで新しい性質「色」を導入することによってパウリの原理が成立づけにできる。ターコイドに赤(red), 青(blue), 緑(green)という記号を与えることにし、それに対応して反ターコイドに反赤(anti-red), 反青(anti-blue), 反緑(anti-green)を与える。こうすることによって3つのターコイドを識別することができます。「色は理論的な理由で導入されたが、これが正しいことを示す実験的な証拠がある。

グルーオン

ターコイドをハドロンの形に束縛する相互作用を強い相互作用と呼ぶ。ターコイド間の強い相互作用の際に交換される粒子はグルーオンである。

グルーオンは色と反色を同時に帯びている。群論の規則によれば、3×3の色の組み合せには2種類の多重項、1重項と8重項がある。

$$1\text{重項} = \frac{1}{3}(r\bar{r} + g\bar{g} + b\bar{b})$$

$$8\text{重項} = r\bar{g}, r\bar{b}, g\bar{r}, g\bar{b}, b\bar{r}, b\bar{g}, \sqrt{\frac{1}{2}}(r\bar{r} - g\bar{g}), \sqrt{\frac{1}{6}}(r\bar{r} + g\bar{g} - 2b\bar{b})$$

1重項は3つの色と3つの反色から対称につくられており、特定の色に作用することができないで、色電荷の間で交換されることはできない。

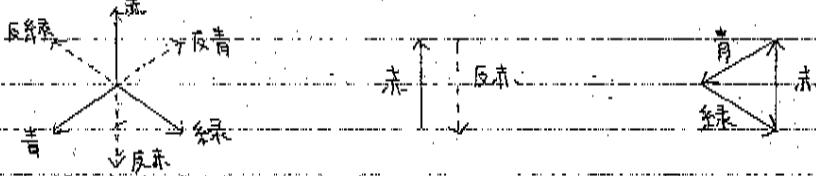
8重項の状態は色のあらゆる状態をつくることができるよう基底状態。3×8種類の色を帯びたグルーオンを交換することによって強い相互作用が生じる。ターコイドだけではなくグルーオン間の相互作用もあり、これはケーニグ粒子同士が相互作用することでもあり、電磁相互作用とは大きく異なる点である。

無色の物体についてのハドロン

色を導入すれば、形成する構成子クォークの色(赤いにトリック)の粒子が存在する。期待できぬ。しかし実験結果によると、 π^+ , P , D などについては、1種類の粒子しか存在しないため、見つからない。最終的な色が無色の粒子のみが自由粒子として存在しうるという条件を新たに導入する。

クォークに作用するボテンシャルはクロンボテンシャル(は異なり)距離に比例して無限に大きさになる。これはケルオノの帯びている色電荷によってその場の力線が放射状にならす。クォークと反クォークを組ぶといも状になり、その密度がほぼ一定で、それが一定にならねからである。この結果クォークがハドロンの中に閉じ込められる。この閉じ込めがクォークが自由粒子として観測されなかた理由である。

色とその反色を組み合わせることで(などにより)無色(白い)状態ができる。それを図示する。



中間子について例えば、たとえ場合、色と3種類の組み合わせが可能。

$$|\pi^+\rangle = \begin{cases} |u r d \bar{r}\rangle \\ |u b \bar{d} \bar{b}\rangle \\ |u g d \bar{g}\rangle \end{cases}$$

自分で自身が色と反色を持ったケルオノを交換するので、バイ中間子の中のクォークの組み合わせは組み間なく変わらぬが合成された色が常に「白」であることは変わらない。

バリオノについても同様に3つの色が「白」に合成される。例えば陽子では

$$|P\rangle = \begin{cases} |u p u \bar{r} d \bar{g}\rangle \\ |u r t g d \bar{b}\rangle \\ |u g d \bar{g} b \bar{r}\rangle \end{cases}$$

この論議論によると、どうなれの組み合わせを選ばれも無色にはならない $|111\rangle$ や $|1111\rangle$ が
のよう構成のハドロンか存在しないことも明らかになる。

強い相互作用の結合定数 α_s

場の量子論では 2つの粒子間の相互作用を記述する結合定数は Q^2 依存する有効定数である。
電磁相互作用は強、相互作用では Q^2 依存性が異なる。強い相互作用は依存性がない。

光子は電子-陽電子対に一時的にならためそれにより電荷は遮蔽される。よって Q^2 の値が
大きいほど相互作用(2つの粒子間の距離が小さく、有効電荷が大きい)つまり結合定数が
増加する。

一方グルーバーは、クォーク-反クォーク対に一時的になり強い相互作用の電荷(色電荷)が
遮蔽されるのに加え、グルーバーがグルーバーに結合するので、その結果反遮蔽が起こる。

反遮蔽効果の方が遮蔽効果よりも強いため、つまり Q^2 が増加すると結合定数は
減少する。

QCD の振動計算による第 1 項は(主項)

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_F) \cdot \ln(Q/\Lambda^2)} \quad (8.6) \quad n_F: \text{関与するクォークの種類の数}$$

パラメータ n_F は QCD の唯一の自由なパラメータである。その値は $\sim 250 \text{ MeV/c}$ 。

QCD による振動計算を行いうるためには $\alpha_s \ll 1$ でなければならず、このとおり

$$Q^2 \gg \Lambda^2 \sim 0.06 (\text{GeV}/c)^2 \quad \text{から得られる。}$$

(7.15) 式によれば、結合定数の Q^2 依存性は距離に対する依存性に対応する。 Q^2 の値が
大きくなると非常に短距離になると、クォーク間の結合はだんだん小さくなり漸近的にゼロとなる。
 $Q^2 \rightarrow \infty$ の極限ではクォークは「自由」であると見なすことができる。これを漸近的自由と
呼ぶ。反対に距離が大きくなるとクォーク間の結合が大きくなり、個々のクォーク
はハドロンから離れることはできない(閉じ込め)。

8.4 構造関数のスケーリングの破れ

7.2節で構造関数 F_2 はスケーリング関数 χ のみ依存することを示し、核子は電荷を持つ他の構成要素から成っていると結論した。しかし、実際には F_2 が必ずしも Q^2 に依存している。 F_2 は Q^2 が小さな値のときには Q^2 とともに増加し、 Q^2 が大きい値のときには Q^2 とともに減少する。この振る舞いはスケーリングの破れと呼ばれている。

スケーリングの破れは、ウォーカーはグルーオンを放射したり吸収したりして、グルーオンは質量に変化したりグルーオンを放射することができる、なぜ核子の構成要素が絶えず相互作用をしているために、核子の構成要素間の運動量配分が時々刻々変わることから起こる。

Q^2 の様々な値により構造関数の測定に影響が現れる。仮想光子は χ/Q^2 の大きさを分解することができる。 Q^2 が小さな値であるとき ($Q^2 = Q_0^2$)、ウォーカーとウォーカーから放射されたグルーオンは分離できず、一体としてウォーカーの分布関数 $q_1(\chi, Q^2)$ が測定される。 Q^2 が大きくなると分解能がよくなり、グルーオン放射過程とウォーカー-反ウォーカー生成過程が重要となり、核子の運動量を分配して担うパートンの数が増える。したがって運動量が再分配されるので、測定されるウォーカー分布 $q_1(\chi, Q^2)$ は運動量割合が小さいところでは $q_1(\chi, Q^2)$ よりも大きく $g_1(\chi, Q^2)$ 、逆に χ が大きいところでは $q_1(\chi, Q^2)$ よりも小さくなる。このようにして構造関数は小さな値のところでは Q^2 とともに増加し、 χ が大きな値のところでは Q^2 とともに減少する理由が説明できる。グルーオン分布 $q_1(\chi, Q^2)$ にも、ウォーカーまたはグルーオンによるグルーオン放射によって Q^2 依存性が生じる。

ある χ の値におけるウォーカー分布やグルーオン分布の Q^2 依存性は強い。相互作用の結合定数 $\alpha_s(Q^2)$ に比例し、そのより大きな χ のすべての値におけるウォーカー分布とグルーオン分布がどのような大きさを持ったいるかにも依存する。それはそれがさうに小さな χ に分割されるから。

ウォーカー分布とグルーオン分布が互いに依存するには DGLAP 発展方程式という連立微積分方程式によって記述される。 $d_s(Q^2)$ とある Q^2 における $q_1(\chi, Q^2)$ および $q_2(\chi, Q^2)$ の Q^2 依存性の形がわかれれば、 QCD によって Q^2 のどの値においても $q_1(\chi, Q^2)$ と $q_2(\chi, Q^2)$ を予言できる。逆に実験によって決定された構造関数 $F_2(\chi, Q^2)$ のスケーリングの破れから結合定数とグルーオン分布

$g(x, Q^2)$ を決定することができる。グルーオン分布を直接測ることはレプトン深非弾性散乱ではできない。

図 8.5 の中の曲線はスクリーリングの破れの QCD 計算を測定された構造関数に fit したものである。それにより決定された値 $\Lambda \approx 250 \text{ MeV}/c$ は結合定数

$$d_s(Q^2 = 100 \text{ GeV}/c^2) \approx 0.16 \quad (8.7)$$

に対応する。

ところで、理論的には構造関数の Q^2 に対する変化量だけしか計算することができないので、少なくとも 1 つ $Q^2 (Q^2 = Q_0^2)$ において $F_2(x, Q^2)$ の x 依存性を実験により決定する必要がある。

まとめ

構造関数のスクリーリングの破れにおいて、点状であると思われていた粒子が群しく観察してみると複合物であることが分かった。これについて深非弾性散乱では新しい現象が観測される。分解能を上げていくと、クォークやグルーオンがクォークとグルーオンから成る複合物だと分かり、更に分解能を上げると、クォークやグルーオンもクォークとグルーオンから成る複合物だと分かり。分解能を上げていってきこれららの粒子の量子数（スピニ、香り、色…）は変化しない。質量と空間的広がりと有効結合定数のみが変化するだけ。したがってある意味で、強い相互作用をする粒子には内部構造の自己同一性があると考えることができる。

第9章 e^+e^- 衝突による粒子生成

・重い7オーダーをつくるための最も容易な方法

電子と陽電子が衝突して対消滅する場合、ビームエネルギーが十分ならば、電磁相互作用ではなく弱い相互作用をするすべての粒子が生成される。

→ 説明

これらの反応から、電荷をもつ基本的な粒子—反粒子はすべて生成される。

電気的に中性なニュートリノは、ニュートリノ-反ニュートリノ対が Z^0 交換によってのみ生成される。

■ 粒子衝突

・どの粒子-反粒子対が生成されるかは、電子と陽電子のエネルギーに依存

・貯蔵リングで同じエネルギーEの電子と陽電子が反対方向に周回し、正面衝突する。 \rightarrow ①

ローレンツ不変な重心系のエネルギーの自乗Sは

$$S = (p_1c + p_2c)^2 = m_1^2c^4 + m_2^2c^4 + 2E_1E_2 - 2\mathbf{p}_1 \cdot \mathbf{p}_2 c^2 \quad (9.1)$$

で与えられる。共にエネルギーEの粒子が衝突する貯蔵リングの場合には

$$S = 4E^2 \quad (9.2)$$

したがって質量 $2m = \sqrt{S}/c^2$ までの粒子-反粒子対が生成される。

・衝突ビーム型実験の長所は、両方のビームのエネルギーの合計が粒子生成のために重心系を利用すること

質量mの静止標的の実験では、 $mc^2 \ll E$ ならば、

$$S \approx 2mc^2 \cdot E \quad (9.3)$$

このとき、重心系エネルギー \sqrt{S} はビームエネルギーの平方根に比例して増加するだけである。

■ 粒子の検出

e^+e^- 対消滅が生成される粒子を検出すには、

・2束のビームの衝突点のまわりに設置する測定器でなるべく全立体角(4π)を覆うこと
・測定器に必要なことは

① 粒子の飛跡をさかのぼって e^+e^- 衝突点まで達するかがわかること

② 粒子の種類を識別できること

9.1 レプトン対の生成

レプトン ... スピア $1/2$ の素粒子

弱い相互作用と電磁相互作用(電荷を帯びている場合)をする。
強い相互作用はない。

■ ミューオン

電子-陽電子衝突で生成される最も質量の小さい粒子

$$e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$$

• μ^+ , μ^- ともに質量は約 $105.7 \text{ MeV}/c^2$

→ すべての普通の e^+e^- 観察リヤーでの実験で生成される。

• ミューオンは不安定な粒子としては中性子に次ぐ長い寿命($2\mu\text{s}$)をもつ。

→ 実験において容易に識別可能。

■ テレブトン

e^+e^- 反応の重心系エネルギーが十分にあるとき生成される。

• 寿命はすくなく、 $3 \times 10^{-13} \text{ s}$

→ 検出器ではこの崩壊生成物のみが検出(では弱い相互作用によりミューオンが電子に崩壊)

• その発見は e^+e^- の重心系エネルギーよりもずっと小さなエネルギーを持つた、互いに反対の符号の電荷の電子-ミューオン対を観測することとなされた。

→ この事象は、質量の大きなレプトナー-反レプトナ対の生成とそれ以後に続く崩壊である。

$$e^+ + e^- \rightarrow \tau^+ + \tau^-$$

$$\downarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu + \nu_\tau \quad \text{または} \quad e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\tau$$

$$\downarrow e^+ + \bar{\nu}_e + \bar{\nu}_\tau \quad \text{または} \quad \mu^+ + \bar{\nu}_\mu + \bar{\nu}_\tau$$

(生成された τ^+ -トントリノは検出されない。)

• $\tau^+\tau^-$ 対生成のしきい値は、その生成断面積が e^+e^- の重心系エネルギーの増加とともにどのように増えかかるを見ればわかる。 \rightarrow さらに、テレブトンの質量がわかる。

て生成を捕らえるためにできるだけ多くのレプトン崩壊やハドロン崩壊の干渉ルールを用いる。

\rightarrow 図9.2

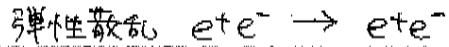
実験におけるしきい値は $\sqrt{s} = 2m_\tau c^2$ なので、ての質量は $1.777 \text{ GeV}/c^2$ である。

断面積

荷電レプトン対の生成は、電磁相互作用の過程(γ交換)とみなせる。 Z^0 の質量に比べてエネルギーが小さいれば、 Z^0 ボソンの交換や光子交換と Z^0 交換の干涉を無視できる。

このとき、断面積は容易に決定できる。

① e+e- 散乱 (最も複雑な計算)



第1の過程…電子と陽電子が対消滅 \rightarrow (反)光子 $\rightarrow e^+e^-$ 対が生成

第2の過程…電子と陽電子の散乱

こり2つの過程の終状態は同じなので、断面積を計算するために両者の干渉幅を足し合わせる必要がある。

② $\mu^+\mu^-$ 対の生成 (上例も簡単)

$\mu^+\mu^-$ の微分断面積は

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4s} (\gamma c)^2 (1 + \cos^2 \theta) \quad (9.4)$$

立体角 $d\Omega$ について積分すると全断面積が得られる

$$\sigma = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} (\gamma c)^2 \quad (9.5)$$

これより

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-) = \frac{21.7}{(E^2/\text{GeV}^2)} \text{nbar} \quad (9.6)$$

と書ける。

② レプトン普遍性

μ との静止質量が無視できるほど、重心系エネルギー \sqrt{s} が大きい場合は μ^+ - μ^- 生成とてて生成の進行面積は同じになる。

⇒ つまり、電子、ミューオン、では質量と共に連した効果を無視すれば、すべての反応において同じように振舞う。

ミューオンでは大きな質量を持つた電子であると見なすことができる。

9.2 共鳴

短寿命の状態で、特定の質量と角運動量などのよく定義された量子数を持つている。

図 9.4

■ ブライテ-ウイグナーの公式

英島エネルギー E_0 の近傍での 2つの粒子 a と b の反応進行面積のエネルギー依存性を記述する。弾性散乱の場合、近似的に

$$\Omega(E) = \frac{\pi \alpha^2 (2J+1)}{(2S_a+1)(2S_b+1)} \frac{r^2}{(E-E_0)^2 + r^2/4} \quad (9.7)$$

と書かれる。
(α : 重心系での換算波長)

S_a, S_b : 反応粒子のスピ

r : 共鳴の幅 (半値全幅)

共鳴の寿命は $\tau = \hbar/r$ 。

非弾性散乱の場合、

r_i : 始状態のチャネルの部分幅

r_f : 終状態のチャネルの部分幅

r_{tot} : 全幅 = 終状態の可能なすべてのチャネルの部分幅の和

(個々の崩壊チャネル f_i について)

$$\Omega_f(E) = \frac{3\pi\alpha^2}{4} \frac{r_i r_f}{(E-E_0)^2 + r_{tot}^2/4} \quad (9.8)$$

と書ける。 $\approx \tau$

S_a, S_b = 電子のスピ ($1/2$)

J = 粒子のスピ (1)

を代入。

④ ρ , ω , ϕ 共鳴 (低エネルギーでの共鳴)

幅 Γ 4 ~ 150 MeV
寿命 約 $10^{-22} \sim 10^{-24}$ 秒 } 強い相互作用に
特徴的な値

よって、これらの共鳴はクオーカー-反クオーカー対の束缚状態であると解釈できる。
(ベクトル中間子)

⑤ ベクトル中間子

- 質量は反応の重心系でのエネルギーに等しい
- 仮想光子と同じ量子数を持つ
(=合成角運動量 $J=1$ と負の P_0 を持つ)
- より軽い中間子へ崩壊する

⑥ ρ , ω 共鳴 (770 ~ 780 MeV 附近)

2つの共鳴

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho^0 \text{ 中間子 } (m_{\rho^0} = 770 \text{ MeV}/c^2) \\ \omega \text{ 中間子 } (m_{\omega} = 782 \text{ MeV}/c^2) \end{array} \right.$$

が干涉している状態。 ρ^0 と ω は $u\bar{u}$ と $d\bar{d}$ の混合状態である。

クオーカー-反クオーカーは(ほぼ)同じ質量なので、 $u\bar{u}$ 状態と $d\bar{d}$ 状態は近似的に系囲んでいる。

2つの中間子は崩壊の仕方が違うことから、実験により識別できる。

$$\begin{aligned} \rho^0 &\rightarrow \pi^+ \pi^- \\ \omega &\rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^- \end{aligned}$$

⑦ ϕ 共鳴 (1019 MeV)

幅 Γ 4.4 MeV \rightarrow ハドロンとしてはたいへん長い寿命を持つ。

- 85% の割合で 2つの長中間子に崩壊 (ϕ 中間子が $s\bar{s}$ 由来のため)

$$\phi \rightarrow K^+ K^-$$

$$\phi \rightarrow K^0 \bar{K}^0$$

(長中間子の質量は $497 \text{ MeV}/c^2 (K^\pm)$ または $498 \text{ MeV}/c^2 (K^0)$)

① 長中間子 … ストレング粒子の一例

○ ストレング粒子とは

- 強い相互作用で生成
- 崩壊生成物（= ハドロン（強い相互作用をする粒子））が含まれる
- （= もしからず、強い相互作用のみ崩壊）

上の「おなじ舞」は、長中間子が $S\bar{K}^{\pm}$ ($S\bar{K}^{\pm}\bar{K}^0$) を含む \bar{K}^0 と \bar{K}^{\pm} の組み合わせであることを以下に説明できる。

$$|\bar{K}^{\pm}\rangle = |\bar{u}s\rangle \quad (\bullet\bar{K}^0) = |\bar{d}s\rangle,$$

$$|\bar{K}^0\rangle = |\bar{u}s\rangle, \quad |\bar{F}^0\rangle = |\bar{d}s\rangle$$

、 $S\bar{K}^{\pm}$ の構成子 \bar{K}^{\pm} 質量は $450 \text{ MeV}/c^2$

、 長中間子が崩壊するときに軽い \bar{K}^0 に変化する（強い相互作用のみ可能）

$S\bar{K}^{\pm}$ は

、 長中間子などのストレング粒子は $S\bar{K}^{\pm}$ と \bar{K}^0 が同じ数 同時生成されるとき、
強い相互作用によって生成

→ 「なぜとも $2\bar{K}^0$ ストレング粒子が同時生成される（ストレンジネスを用いて記述）

○ ストレニグネス（量子数 S）

… $S\bar{K}^{\pm}$ の数から $S\bar{K}^0$ の数を引いた数。

強い相互作用と電磁相互作用では保存されるが、弱い相互作用では変わろう。

② 中中間子の崩壊の仕方にについて

- 中中間子が 2つの長中間子に崩壊するとき、質量差 $m_0 - 2m_K$ は 1.2192 、この崩壊の位相空間は $1/2$ へん小さい、そのため 中中間子の寿命は長く限は小さい。
- 中中間子が 1つの中間子へ崩壊するとき、位相空間は 長中間子への崩壊に比べて、ずっと大きいが、崩壊割合は $1/2$ へん小さい。 (2.5%)

このことは、~~—~~ OZ工則によって説明できる。

④ OZI則

" CKO 緯がとまれない過程が優先的に起る事

中性子に關しては

・長中性子への崩壊 ... 1つのグルーバンの交換でおこる

・π中性子への崩壊 ... 3つのグルーバン(による仮想的中性子状態)を経て起きる



■ J/ψとγ共鳴

① J/ψ

- 重心系エネルギー 3097 MeV } $\xrightarrow{\text{CKO}}$ CKOの存在

- 幅 87 MeV } の確認

- 寿命が長い ($c\bar{c}$ 対によるもの)

- $c(\bar{c})$ 対と異なってからある2つの中性子への崩壊が不可能(エネルギーの条件から)

- OZI則が適用されない) $\rightarrow \psi \rightarrow K + \bar{K}$ 崩壊とは異なる点

- D中性子対に崩壊がない(質量がJ/ψの質量の半分より大きいため)

($c\bar{u}, c\bar{d}$)

② ψ, γ"

- 重心系エネルギー 3097 MeV + 数100 MeV(ほど)

- $c\bar{c}$ 系の高力起状態 (J/ψ は光子の量子数 $J^P = (-)$ を持つ最も低い $c\bar{c}$ 状態)

③ γ共鳴

- 重心系エネルギー 10 GeV 近傍 } $\xrightarrow{\text{CKO}}$ b CKOの存在

(1番低い 9.46 GeV では幅 52 keV)

- 寿命は長い

④ τ CKO (について)

- 質量 $173.8 \pm 5.2 \text{ GeV}/c^2$

- e^+e^- 加速器の重心系エネルギーの最高値は約 $172 \text{ GeV}/c^2$ なので、現在、τ対を生成するには不十分である。

④ Z^0 共鳴

- $\sqrt{s} = 91.2 \text{ GeV}$, 中間 2490 MeV
- ウォーク対、レプトン対に崩壊
- 弱い相互作用のベクトルボソン Z^0 の実粒子

9.3 ハドロンの非共鳴生成

共鳴と共鳴の周辺の領域でもウォーク-反ウォーク対が生成される。

⑤ ウォークのハドロン化

- プライマリ-ウォーク（最初に生成されたウォークや反ウォーク） (= まさにウォーク-反ウォーク対が) 加わり、ハドロンを形成する過程。
- 重心系エネルギーの半分より小さい質量のウォークのみが生成される。

⑥ ハドロンの断面積について

- 断面積はウォーク-反ウォーク対生成の断面積の和である。
- プライマリ-ウォーク-反ウォーク対の生成はミュー電子対生成と同様に計算可能。



電荷 $1 \cdot e^- \rightarrow 3_f \cdot e^-$

(3_f はウォーク番号 f に付く $+2/3$ または $-1/3$)

(におきかえればよい。すなと)

- 還移行列要素は $3_f e^2$ (= 比例)

- 断面積は $3_f^2 e^4 (3_f^2 \alpha^2)$ (= 比例)

- $2\pi\lambda$ (反 $2\pi\lambda$) は色と反色を平均しているのでウォーク-反ウォーク対生成では 3 種類の色の状態がありうる。よし、断面積の式に因み3がつたからう。

断面積 Ω :

$$\Omega(e^+e^- \rightarrow \bar{\nu}_f \nu_f) = 3 \cdot 3_f^2 \cdot \Omega(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-) \quad (9.9)$$

断面積の比は:

$$R = \frac{\Omega(e^+e^- \rightarrow \text{ハドロン})}{\Omega(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} = \frac{\sum_f \Omega(e^+e^- \rightarrow \bar{\nu}_f \nu_f)}{\Omega(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} = 3 \cdot \sum_f 3_f^2 \quad (9.10)$$

($= 2^6$ ウォークの種類 f についての和) は、この反応の重心系エネルギーで生成される

ウォークのみが寄与する。

(図9.5)

- 非共鳴領域では、 R はエネルギー- \sqrt{s} が増すにつれ階段状に増加する。

- J/ψ の生成のしきい値以下では $u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $s\bar{s}$ のみが生成され、エネルギーが増すにつれて $c\bar{c}$ 対や $b\bar{b}$ 対が生成される。

→ (9.10)においても、エネルギーが増すにつれ、多くの項が入る。

- R の増加からそれまでのノードの電荷を求めることができる。

寄り合ひのノードの番号の数から、期待される R は、

$$R = \sum_f Z_f^2 = 3 - \left\{ \left(\frac{2}{3}\right)^2 + \left(-\frac{1}{3}\right)^2 + \left(-\frac{1}{3}\right)^2 + \left(\frac{2}{3}\right)^2 + \left(-\frac{1}{3}\right)^2 \right\}$$

u d s c b

3. 6/9

3. 10/9

3. 11/9

+ R の測定によりノードの電荷が決定され、色が3色あることを確認できた。

9.4 グレーオンの放射

e^+e^- 散乱において、グレーオンを実験的に検出し、強い相互作用の結合率数 α_s の大きさを測りました。

グレーオンの存在を示唆するのは陽子の深非弾性散乱である。構造関数 F_2 ($x=0.2$)

積分値が其の半分である。陽子の運動量の他の半分は電荷を持たない。

強い相互作用もしくは核子であり、これがグレーオンである。結合率数 α_s の大きさは構造関数 F_2 のスケーリングの破れから決定されました。

これらの量はシミュレーションによって直接的に測定できます。(図9.6)

第10章 弱い相互作用の現象論

弱い相互作用の発見と弱い相互作用に関する初期の理論は β 崩壊の現象に基づくものであり、弱い相互作用による束縛状態は現在のまで知られていない。弱い相互作用は W ボソン及び Z^0 ボソンの交換によって媒介され、その結果、クォークやレプトンの崩壊が起こる。弱い相互作用で交換されるボソンがクォークやレプトンに結合する強さは、光子が荷電粒子に結合する強さとほぼ同じであるが、弱い相互作用で交換されるボソンの質量はおよそ $100\text{GeV}/c^2$ と大きいため、 100GeV に比べて低いエネルギーでは弱い相互作用は見かけ上、点接触の相互作用であり、弱い。

散乱実験では弱い相互作用の効果の観測が難しい。なぜなら、弱い相互作用だけをする粒子（ニュートリノ）の反応は断面積が大変小さく、ハドロンや荷電レプトンが関与する散乱実験では弱い相互作用の効果は強い相互作用や電磁相互作用の効果の影に隠れてしまうからである。だから弱い相互作用についての我々の知識の大半は、粒子の崩壊から得られたものである。

弱い相互作用はクォークにもレプトンにも同じように働く。この章では、レプトンについて詳しく扱い、その後に弱い相互作用の現象を取り上げる。

10.1 レプトンの性質

荷電レプトン

荷電レプトンには電子 (e^-)、ミューオン (μ^-)、タウ (τ^-) およびそれらの反粒子 (e^+, μ^+, τ^+) がある。荷電粒子のうちでもっとも質量の小さいものは電子 (e^-) であり、その次がミューオン (μ^-) である。電荷保存のため電子は安定であり崩壊しないことが保証されている。ミューオンは次のように崩壊し、電子を生成する。

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$$

ごく稀に、光子なし e^+e^- 対が更に生成される。またエネルギー的には

$$\mu^- \rightarrow e^- + \gamma$$

という反応も許されるが実際にも一度も観測されていない。従ってミューオンは電子の励起状態ではない。 τ レプトンはミューオンよりもずっと質量が大きく、多くのハドロンよりも質量が大きい。それゆえ、 τ は質量の小さい

レプトンに

$$\tau^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\tau, \tau^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu + \nu_\tau$$

のように崩壊するだけでなく、ハドロンにも崩壊し得る。例えば、パイ中間子とニュートリノへの崩壊が可能である。

$$\tau^- \rightarrow \pi^- + \nu_\tau$$

実際、 τ 崩壊の半分以上はハドロンを経た崩壊である。

ニュートリノ

ニュートリノは電気的に中性なレプトンであり強い相互作用も電磁相互作用もしない。ニュートリノの検出は、一般に、弱い相互作用によって生成される荷電粒子を測定することによって間接的に行われる。ニュートリノによって持ち出されたり持ちこまれたりしたエネルギー、運動量、スピンはその反応に含まれる。他の粒子を観測し保存則を適用することで決定される。例えば、 β 崩壊において観測される粒子のエネルギーの和と角運動量の和から、電子の他の粒子の存在が確認できる。実験の結果は、ニュートリノと反ニュートリノは別の粒子である、という仮定を支持している。例えば、 β 崩壊において反ニュートリノは

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$$

のように生成される。その反ニュートリノは陽電子が生成される反応のみ起こし、電子が生成される反応は起こさない。

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$$

$$\bar{\nu}_e + n \not\rightarrow p + e^-$$

更に荷電パイ中間子の崩壊で生成されるニュートリノや反ニュートリノもある。

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$$

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$$

これらのニュートリノはミューオンが生成される反応は起こすが電子が生成される反応は起こさない。この点で、 β 崩壊で生成されるニュートリノと振る舞いが異なる。このことは、このことは電子ニュートリノとミューオンニュートリノが異なる種類のニュートリノであることを示唆している。また、最近の実験では τ ニュートリノによる反応によって同じように τ レプトンが生成された。したがって、3種類のニュートリノがある、と結論することができる。更に、ニュートリノと反ニュートリノは異なる粒子だということがわかっている。 π^+ 崩壊からのニュートリノは反応を起こすと μ^- だけを生成するが、 π^- 崩壊からの反ニュートリノは μ^+ だけを生成する。

ニュートリノ振動

弱い相互作用による崩壊の運動学的な解析は現在までにニュートリノの静止質量の実験的な上限を与えるだけで、それによるとニュートリノの質量が0である、ということは排除されていない。

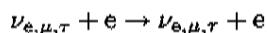
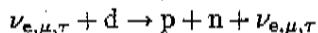
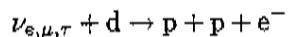
しかし、別の実験の結果から、ニュートリノがゼロでない質量を持っていいるという強い証拠がある。その実験について以下に説明する。この実験では、香りのファミリーの固有状態 $|\nu_e\rangle, |\nu_\mu\rangle, |\nu_\tau\rangle$ 間の遷移（振動）を探す。これらのニュートリノは原子炉や加速器からのニュートリノや、太陽ニュートリノ・大気ニュートリノである。

もしニュートリノの質量が厳密に0であれば、ニュートリノはどのように混合しても質量の演算子の固有状態であるだろう。そうすると、質量の $|\nu_1\rangle, |\nu_2\rangle, |\nu_3\rangle$ は、 $|\nu_e\rangle, |\nu_\mu\rangle, |\nu_\tau\rangle$ として荷電レプトン $|e\rangle, |\mu\rangle, |\tau\rangle$ の厳密な「パートナー」であると定義できるであろう。その場合はニュートリノビームにおける香りの振動は観測されないはずである。

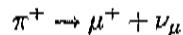
もしニュートリノの振動がゼロでなければ、香りの振動が起こり得る。

太陽ニュートリノの実験により、そのような振動がおこることが示された。太陽ニュートリノのフラックスの測定値は、太陽における素粒子反応とエネルギーの生成を詳細に記述する太陽模型で予測されている量のほぼ半分にすぎなかった。太陽模型の方が間違っているかもしれないという疑惑があったが、最近の2つの実験によって排除された。これらの実験では太陽ニュートリノの全フラックスを Z^0 の交換で媒介される反応で観測した。この反応はニュートリノの香りに依存しない。

サドベリーニュートリノ観測所（カナダ）では地下2000メートルに置かれた1000トンの重水のチェレンコフ検出器によって次のような反応を同時に測定することが出来る。



1番目の反応は、ニュートリノのエネルギーが μ や τ を生成するには低すぎるので実際には ν_e による反応のみが起こる。2番目は香りに依存しない反応であり、ニュートリノ全体のフラックスを測定する。実際、ニュートリノ全体のフラックスは、 ν_e だけのフラックスの3倍であることを実験は示している。3番目の反応は ν_e による反応にもっとも感度がよいが、ニュートリノ全体のフラックスを測るのにも用いることが出来る。スーパーカミオカンデ（地下1000メートルに置かれた50000トンの水のチェレンコフ検出器）による大気ニュートリノの測定によって以上が観測された。大気ニュートリノは次のような崩壊の連鎖によって生成される。



$$\mu^+ \rightarrow \bar{\nu}_\mu + e^+ + \nu_e$$

これに対応して、 π^- の崩壊からはこれらの反粒子が生成される。2種類のニュートリノの初期の比は $[n(\nu_\mu) + n(\bar{\nu}_\mu)]/[n(\nu_e) + n(\bar{\nu}_e)] = 2$ である。大気ニュートリノのエネルギーは、逆反応によって生成された荷電粒子を測定することによって決定される。我々がここで議論したデータの解析は、エネルギーが 1GeV 桁のニュートリノについてなされたものである。宇宙線の大気中での ν_μ の生成率は、ニュートリノが大気の中だけを通過してきたのかあるいは地球内部を通過してきたのか、に強く依存することが分かった。実験により、地球の反対側から来るニュートリノは ν_μ のフラックスが半分になることが観測された。ニュートリノのフラックスは地球の物質との反応によつては減衰しないのでこのフラックスの現象は、 ν_μ から ν_τ への振動によるものと考えられた。同時に大気の ν_e には振動の兆候はなかった。一方、粒子加速器を用いた実験では、KEK の陽子シンクロトロンで発生させたミューオンニューオンを神岡のスーパーカミオカンデで測定してニュートリノ振動が観測され、その他の粒子加速器でも研究が行われている。

もう一つの実験による情報が、原子炉で生成された反ニュートリノの振動の観測から得られている。

ニュートリノ振動があるということから次の性質が示される。ニュートリノはゼロでない質量を持っており、ニュートリノの弱い相互作用の固有状態は質量の固有状態の重ね合わせである。ニュートリノの異なる香りの混合は大変強い。

6つのレプトン

現在、6種類のレプトンが知られている。3つの荷電粒子 (e, μ, τ) と3つの中性粒子 (ν_e, ν_μ, ν_τ) である。

クォークと同じようにレプトンも3つのファミリーに分類され、それぞれのファミリーは電荷が1つだけ違う2つの粒子からなっている。荷電レプトンの質量はクォークの質量と同様にまちまちである ($m_\mu/m_e \approx 207, m_\tau/m_\mu \approx 17$)。なぜ基本的なフェルミ粒子に3つのファミリーがあるのか、については一般的に受けいられる説明が出来ていない。3つのファミリーのレプトンの質量がなぜこのような値なのかも理解されていない。

レプトン数の保存

全ての反応において、あるファミリーのレプトン数から同じファミリーの反レプトン数を引いた値は保存する。これは

$$L_l = N(l) - N(\bar{l}) + N(\nu_l) - N(\bar{\nu}_l) = \text{一定} \quad \text{ただし } l = e, \mu, \tau \quad (10.1)$$

と表わすことが出来る。和 $L = L_e + L_\mu + L_\tau$ はレプトン数と呼ばれ、 L_l のそれぞれはレプトンファミリー数と呼ばれる。ただし、ニュートリノは飛行中に振動するのでレプトンファミリー数が保存するのは各反応点でのみであり、レプトン数は全体として保存することに注意を要する。これらの結果、次のような許容される過程と禁止される過程とがある：

許容される過程	禁止される過程
$p + \mu^- \rightarrow \nu_\mu + n$	$p + \mu^- \not\rightarrow \pi^0 + n$
$e^+ + e^- \rightarrow \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$	$e^+ + e^- \not\rightarrow \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$
$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$	$\pi^- \not\rightarrow e^- + \nu_e$
$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$	$\mu^- \not\rightarrow e^- + \bar{\nu}_\mu + \nu_e$
$\tau^- \rightarrow \pi^- + \nu_\tau$	$\tau^- \not\rightarrow \pi^- + \nu_e$

電磁相互作用や弱い相互作用の過程におけるこれらの保存則の破れの上限値は、実験によればいずれも大変小さい。例えば

$$\begin{aligned} \frac{\Gamma(\mu^\pm \rightarrow e^\pm \gamma)}{\Gamma(\mu^\pm \rightarrow \text{全てのチャネル})} &< 5 \times 10^{-11}, \\ \frac{\Gamma(\mu^\pm \rightarrow e^\pm e^+ e^- \gamma)}{\Gamma(\mu^\pm \rightarrow \text{全てのチャネル})} &< 1 \times 10^{-12} \end{aligned} \quad (10.2)$$

である。

上に述べた許容される反応はすべてニュートリノが関与しており、ニュートリノは弱い相互作用しかしないので、すべて弱い相互作用によるものである。しかし、その逆は成り立たず、ニュートリノも他のレプトンも関与しない弱い相互作用の過程も存在する。

10.2 弱い相互作用の種類

弱い相互作用では、ある香りのクォークが別の香りのクォークに変換され得る。その典型例は、d クォークから u クォークへの変換である。これは中性子の β 崩壊において起こる。そのような全ての反応においては、反応に関与するクォークとレプトンの種類が全て変化し、同時に、それらの電荷が $+1e$ ないし $-1e$ だけ変化する。このような反応を記述するために、荷電流という言葉が作られた。これらの反応は荷電粒子 W^+ と W^- によって媒介される。また、今日では、弱い相互作用はもう 1 つの、電気的に中性な粒子 Z^0 によって起こり得るということが分かっており、この場合にはクォークやレプトンは変化しない。このような反応を中性流と呼ぶ。 W^\pm と Z^0 はスピンが 1 のベクトルボソンであり、質量はそれぞれ、 $80\text{GeV}/c^2, 91\text{GeV}/c^2$ である。以下、まず荷電流について述べる。これはレプトン過程、セミレプトン過程、非レプトン過程の 3 つに分けることが出来る。

レプトン過程

W ボソンがレプトンにのみ結合している場合には、レプトン過程と呼ぶ。

その反応は

$$l + \bar{\nu}_l \leftrightarrow l' + \bar{\nu}_{l'}$$

のように表わすことが出来る。それの例は τ レプトンのレプトン崩壊

$$\tau^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu + \nu_\tau$$

$$\tau^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\tau$$

及び散乱過程

$$\nu_\mu + e^- \rightarrow \mu^- + \nu_e$$

である。

セミレプトン過程

セミレプトン過程は交換される W ボソンがレプトンにもクオーカにも結合する場合である。その基本的な過程は

$$q_1 + \bar{q}_2 \leftrightarrow l + \bar{\nu}_l$$

と書くことが出来る。

その例は荷電パイ中間子の崩壊、 K^- の崩壊、あるいは中間子の β 崩壊である。

ハドロンレベルでは クオーカレベルでは

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad d + \bar{u} \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$$

$$K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad s + \bar{u} \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$$

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad d \rightarrow u + e^- + \bar{\nu}_e$$

中性子の β 崩壊は d クオーカの崩壊とみなすことが出来る。ここでは中性子の中の他の 2 つのクオーカは反応に関与しておらず、これらは傍観者クオーカと呼ばれる。原子における K 裂電子捕獲 $p + e^- \rightarrow n + \bar{\nu}_e$ は β^+ 崩壊の競争過程である。逆 β 崩壊は $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ ないし $\nu_e + n \rightarrow p + e^-$ である。(反) ニュートリノはこの逆 β 崩壊によって初めて検出された。すなわち、核分裂で出来た中性子過剰な原子核が β^- 崩壊した際の反ニュートリノが水素と反応するのが観測された。核融合でできた陽子過剰な原子核が β^+ 崩壊した際の太陽ニュートリノや星のニュートリノを検出するのに、中性子との反応を用いることが出来る。セミレプトン過程の異なる例はニュートリノと核子の深非弾性散乱であるが、これについては 10.8 節で詳細に扱う。

非レプトン過程

非レプトン過程はレプトンを全く含まない過程である。基本的な反応は

$$q_1 + \bar{q}_2 \leftrightarrow q_3 + \bar{q}_4$$

である。電荷保存により、クオーカの組み合わせは全電荷が $\pm 1e$ となる組み合わせに限られる。その例はストレンジネスを持つバリオンや中間子のハドロン崩壊である。具体的には Λ^0 ハイペロンの核子と中間子への崩壊や、 $K^+(u\bar{s})$ の 2 つのパイ 中間子への崩壊である。

10.3 弱い相互作用の結合強度

荷電流

この節では荷電流を定量的に扱う。以下ではレプトン過程を例に取る。その理由は、レプトンはクオーカと違って自由粒子として存在するので状況が単純に示せるからである。モット散乱や e^+e^- 対消滅の場合と同様に、荷電流の遷移行列要素は弱荷 g の自乗と質量の大きなスピン 1 の粒子の伝播関数 (4.23) とに比例する。

$$M_{fi} \propto g \cdot \frac{1}{Q^2 c^2 + M_W^2 c^4} \cdot g \xrightarrow{Q^2 \rightarrow 0} \frac{g^2}{M_W^2 c^4} \quad (10.3)$$

W ポソンは弱荷 g で結合する。

質量 0 の光子の伝播関数 ($Q^2 c^2 + M_W^2 c^4$) とは違って、運動量が十分小さい ($Q^2 \ll M_W$) ときには伝播関数はほぼ一定となる。交換されるポソンの質量の大きさから小さな Q^2 では弱い相互作用は電磁相互作用よりもずっと弱い。質量が大きいということは力の到達距離が短いということも意味する。到達距離は $\hbar/M_W c^2 \approx 2.5 \times 10^{-3} \text{ fm}$ である。

4 元運動量移行が小さい場合の近似では、この相互作用は関与する 4 つの粒子の点接触の相互作用として記述できる。この相互作用の結合強度はフェルミ定数 G_F によって表わされる。フェルミ定数は弱荷 g の自乗に比例する。 $G_F/(\hbar c)^3$ が [1/エネルギー²] の次元を持つように定義されている。 g との関係は

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{\pi \alpha}{2} \cdot \frac{g^2}{e^2} \cdot \frac{(\hbar c)^3}{M_W^2 c^4} \quad (10.4)$$

である。

ミューオンの崩壊

フェルミ定数の最も精密な値はミューオンの崩壊から得られたものである。ミューオン崩壊は次のようにある。

$$\nu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu, \quad \mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$$

Wボソンの質量に比べてミューオンの質量は大変小さいので、この相互作用を点接触の相互作用として扱い、フェルミ定数の結合として記述する近似を考える。

この近似ではミューオンの寿命は黄金律を用いて計算することが出来る。そうすると崩壊幅は

$$\Gamma_\mu = \frac{\hbar}{\tau_\mu} = \frac{G_F^2}{192\pi^3(\hbar c)^6 \cdot (m_\mu c^2)^5 \cdot (1+\epsilon)} \quad (10.5)$$

になる。補正項 ϵ は高次の（輻射）補正と、電子の質量がゼロでないことに起因する位相空間の効果とを反映するもので、小さい。

ミューオンの質量と寿命は高い精度で測定されている。

$$m_\mu = (105.658389 \pm 0.000034) \text{ MeV}/c^2$$
$$\tau_\mu = (2.197035 \pm 0.000040) \times 10^{-6} \text{ s} \quad (10.6)$$

これによりフェルミ定数の値は以下のように与えられる。

$$\frac{G_F}{(\hbar c)^3} = (1.16639 \pm 0.00001) \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2} \quad (10.7)$$

ニュートリノ-電子散乱

ニュートリノ-電子散乱は自由な素粒子間の反応であり、弱い相互作用によってのみ起こる。この反応の断面積に対する有効結合強度 G_F の効果を議論し、弱い相互作用がなぜ「弱い」と言われるかを示す。この過程を選んだのは、それがW交換によってのみ起こるからである。

4元運動量が小さい場合、ニュートリノ-電子散乱の断面積は有効結合定数 G_F の自乗に比例する。9.1節における e^+e^- 対消滅の全断面積についての議論と同様に、反応の典型的な長さとエネルギー-スケールが、断面積に正しい次元([面積])を与えるように入るべきであるので、 $\hbar c$ と典型的なエネルギー-スケールである重心系エネルギー \sqrt{s} が入るべきである。

$$\omega = \frac{G_F^2}{\pi(\hbar)^4} \cdot s \quad (10.8)$$

ここで s は実験室系では式(9.3)により $s = 2m_e c^2 E_\nu$ である。式(10.7)を用いると、実験室系での断面積は

$$\omega_{\text{lab}} = 1.7 \times 10^{-41} \text{ cm}^2 \cdot E_\nu/\text{GeV} \quad (10.9)$$

となる。これがどれほど小さいかを実感するためにニュートリノが電子と1回弱い相互作用をするまでに飛行しなければならない距離 l を計算してみる。鉄の中の電子密度は

$$n_e = \frac{Z}{A} \rho N_A \approx 22 \times 10^{23} \text{cm}^{-3} \quad (10.10)$$

である。太陽の中で陽子の融合により生成されたニュートリノの典型的なエネルギーは約1MeVである。その鉄中での平均自由行程は $L = (n_e \cdot \omega)^{-1} = 2.6 \times 10^{17} \text{m}$ (30光年)である。たいへん高いエネルギーでは、単純な式(10.9)ははもはや正しくない。4元運動量移行が大きい場合($Q^2 \gg M_W^2 c^2$)、伝播関数項が断面積のエネルギー依存性を主に決定し、点接触の相互作用の近似は成り立たない。全断面積は

$$\omega = \frac{G_F^2}{\pi(\hbar c)^4} \cdot \frac{M_W^2 c^4}{s + M_W^2 c^4} \cdot s \quad (10.11)$$

である。

中性流

ニュートリノや電子は Z^0 交換つまり中性流によっても相互作用できる。 Z^0 は電荷も質量も交換しない。

一般に、中性流による相互作用は、より強い電磁相互作用や、クォークの場合であれば強い相互作用に埋もれてしまうので観測が難しい。中性流と電磁相互作用の強さは Z^0 質量の程度の重心エネルギーにおいて初めて同等になる。中性子流と電磁相互作用の干渉はCERNのLEPの電子-陽電子衝突型実験で見事に示された。

ミューオンニュートリノ-電子の弾性散乱

ミューオンニュートリノの電子による弾性散乱は Z^0 交換による弱い相互作用を研究するのに適している。これはレプトンファミリー数の保存によりW交換が排除されているからである。この種の反応は1973年にCERNで初めて観測された。これは弱い相互作用の中性流の最初の実験的証拠であった。

4元運動量が小さい場合の $\nu_\mu e^- \rightarrow \nu_\mu e^-$ の全断面積を式(10.8)によって計算すると、交換されるボソンの質量の違いに注意し、

$$\omega = \frac{M_W^4}{M_{Z^0}^4} \cdot \frac{G_F^2}{\pi(\hbar c)^4} \cdot s \quad (10.12)$$

となり、

$$\omega(\nu_\mu e^- \rightarrow \nu_\mu e^-) \approx 0.6 \cdot \omega(\nu_\mu e^- \rightarrow \mu^- \nu_\mu) \quad (10.13)$$

という関係になる。

弱い相互作用の普遍性

もし弱荷 g が全てのクォークとレプトンについて同じであると仮定すると、崩壊幅を表わす式(10.5)は基本的なフェルミ粒子のより軽いレプトンやクォークへの電荷を伴う全ての崩壊について成立するはずである。全ての崩壊チャネルは、質量の差に起因する位相空間の補正を別とすれば、全て同等に崩壊の全幅に寄与する。

τレプトンの崩壊を例にとって考えてみる。これには基本的に3つの経路がある。

$$\begin{aligned}\tau^- &\rightarrow \nu_\tau + \bar{\nu}_e + e^- \\ \tau^- &\rightarrow \nu_\tau + \bar{\nu}_\mu + \mu^- \\ \tau^- &\rightarrow \nu_\tau + \bar{u} + d\end{aligned}\quad (10.14)$$

これらの崩壊幅は $\Gamma_{\tau e} \approx \Gamma_{\tau \mu}$, $\Gamma_{\tau d\bar{u}} \approx 3\Gamma_{\tau \mu}$ である。ここで因子3は $\bar{U}d$ 対が3つの異なる色の組み合わせ ($r\bar{r}, b\bar{b}, g\bar{g}$) で現れることによる。この計算ではストレンジクォークを伴う弱い相互作用による崩壊チャネルは考慮に入れなかった。

式(10.5)における質量項から

$$\Gamma_{\tau e} = (m_\tau/m_\mu)^5 \cdot \Gamma_{\mu e} \quad (10.15)$$

よって寿命は

$$\tau_\tau = \frac{\hbar}{\Gamma_{\tau e} + \Gamma_{\tau \mu} + \Gamma_{\tau d\bar{u}}} \approx \frac{\tau_\mu}{5 \cdot (m_\tau/m_\mu)^5} \approx 3.1 \times 10^{-13} \text{s} \quad (10.16)$$

と予測される。実験によると

$$\tau_\tau^{\text{exp}} = (2.900 \pm 0.012) \times 10^{-13} \text{s} \quad (10.17)$$

である。このようなよい一致となったのはクォークが3つの色を持っていることとクォークとレプトンの弱荷が同一であることを強く支持している。

10.4.7₁-7₀7₃ 81-

ニニまで弱苟は普遍的であると主張して来た。しかしセミシナトン崩壊の実験によつて得られた系合定数は、クオーラのフレーバーによつてかなり異なる大きさをとつた。

四九二木魚

$$+ \frac{2}{3} \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix} - (\gamma_x - \gamma_0) \beta \gamma_0 \gamma_3 \hat{\psi}) -$$

弱い相互作用ではクオーカのアレーバーが変わる。

ほととごの反応はフミリー内での遷移だ

フミリ= 間の透和も少ないが起=る。

(中性流 (Z^0) による遷移は観測されてない。)

以上より香りの固有状態 $|u\rangle$, $|c\rangle$ のパートナーを $|d\rangle$, $|s\rangle$ とし、これを香りの固有状態 $|d\rangle$, $|s\rangle$ の線型結合で書くこととする。 $(|d\rangle, |s\rangle)$ はW友接の固有状態

$$\begin{pmatrix} |d\rangle \\ |s\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta_c & \sin\theta_c \\ -\sin\theta_c & \cos\theta_c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |d\rangle \\ |s\rangle \end{pmatrix} \quad (10.19)$$

電荷 - $\frac{1}{3}$ のウオーカーが“回転”していると見ておこう。

この回転云の因子が結合定数の見かけの大きさに差をつけている。

实验十九

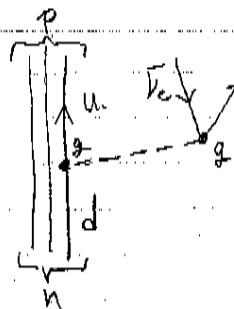
$$\sin \theta_c \approx 0.22 \quad \cos \theta_c \approx 0.98 \quad (10.20)$$

(アミリ)-間) (アミリ)-内)

つまり、ファミリー間の遷移は、ファミリー内の遷移に比べて

$$\sin^2 \theta_C : \cos^2 \theta_C \approx 1 : 20 \quad (10.21)$$

だけ抑制される。



$$\begin{aligned}
 M_{\text{tot}} &\propto g \langle d' | \hat{H}_w | d \rangle g \\
 &= g^2 (\cos \theta_c \langle d | d \rangle + m \theta_c \langle s | d \rangle) \\
 &= g^2 \cos \theta_c
 \end{aligned}$$

$$\text{遷移確率} \propto |M_{\text{tot}}|^2$$

$$\pi \rightarrow V_d + \bar{u} + d \quad (u \rightarrow d) \quad \text{ファミリー内} \propto \cos^2 \theta_c$$

$$\pi \rightarrow V_d + \bar{u} + s \quad (u \rightarrow s) \quad \text{ファミリー間} \propto m^2 \theta_c$$

上の過程に比べて下の過程は強く抑制されているが
合計での崩壊確率は θ_c に依らない。 $(m^2 \theta_c + m^2 \theta_c = 1)$

■ カーボー小林-益川行列

カーボーの第3世代を含めて (10.19) を拡張すると

$$\begin{pmatrix} |d\rangle \\ |s\rangle \\ |b\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |d\rangle \\ |s\rangle \\ |b\rangle \end{pmatrix} \quad (10.22)$$

$$g_1 \rightarrow g_2 \text{ の確率 } \propto |V_{g_1 g_2}|^2$$

この行列はユニタリで 独立なパラメータは 4つ (実数の角と虚数の位相)
その位相が CP の破れに関係する

$$(|V_{cb}|) \approx \begin{pmatrix} 1 & 10^{-1} & 10^{-3} \\ 10^{-1} & 1 & 10^{-2} \\ 10^{-3} & 10^{-2} & 1 \end{pmatrix} \quad (10.23)$$

遷移の確率は ファミリー内 $\gg 1 \leftrightarrow 2 \gg 2 \leftrightarrow 3 \gg 1 \leftrightarrow 3$
いざれも 2 行ほど違う。

10.5 レプトンファミリー

四 レプトンの香りの混合行列

ニュートリノの香りのファミリー $|\nu_e\rangle, |\nu_\mu\rangle, |\nu_\tau\rangle$ と
質量の固有状態 $|\nu_1\rangle, |\nu_2\rangle, |\nu_3\rangle$ は異なる。
CKM行列とのアナロジーから

$$\begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_\mu\rangle \\ |\nu_\tau\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu 1} & U_{\mu 2} & U_{\mu 3} \\ U_{\tau 1} & U_{\tau 2} & U_{\tau 3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \\ |\nu_2\rangle \\ |\nu_3\rangle \end{pmatrix} \quad (10.24)$$

ニュートリノ混合は最初ポンテコルボ、後に牧-中川-坂田によって考案された。

二の行列を出発点としてニュートリノ振動を考える。

簡単のため（後に正当であることがわかるが） ν_e が

2つの質量の固有状態 $|\nu_1\rangle, |\nu_2\rangle$ で書けるとする

$$|\nu_e(t)\rangle = U_{e1} e^{-iE_{12}t/\hbar} |\nu_1\rangle + U_{e2} e^{-iE_{21}t/\hbar} |\nu_2\rangle \quad (10.25)$$

のように時間発展する。 E_{12} は

$$E_{12} = \sqrt{p^2 c^2 + m_{\nu_2}^2 c^4} = \sqrt{p^2 c^2 \left(1 + \frac{m_{\nu_2}^2 c^4}{p^2 c^2}\right)} \approx pc \left(1 + \frac{1}{2} \frac{m_{\nu_2}^2 c^4}{p^2 c^2}\right) \quad (10.26)$$

と書ける。 $t=0$ で ν_e を観測して $t=t$ で ν_e を観測する確率は

$$\begin{aligned} P_{\nu_e \rightarrow \nu_e}(t) &= |\langle \nu_e(0) | \nu_e(t) \rangle|^2 \\ &= |U_{e1}|^4 + |U_{e2}|^4 + 2 |U_{e1}|^2 |U_{e2}|^2 \cos\left(\frac{1}{2} \frac{(m_{\nu_2}^2 - m_{\nu_1}^2)c^4}{\hbar p c^2} t\right) \end{aligned} \quad (10.27)$$

二の振動の周期から質量の差 $\Delta m_{21}^2 = m_{\nu_2}^2 - m_{\nu_1}^2$ がわかる。
式(10.27)のコサインの位相が 2π になる長さ L は

$$L = 4\pi \frac{\hbar p c^2}{\Delta m_{21}^2 c^4} \quad (10.28)$$

太陽ニュートリノから得られた長い周期の振動は Δm_{21}^2 によるもので
太陽ニュートリノから得られた短い周期の振動は Δm_{31}^2 , Δm_{32}^2
によるものとみなせる。

ニュートリノ振動の測定から

$$U = \begin{pmatrix} - & * & 0 \\ * & * & * \\ * & * & -* \end{pmatrix} \quad (10.29)$$

U_{e3} 以外は同程度の大さきを持っています。
これと CKM 行列の違いが標準模型を超える物理を理解するカギになるかもしれません。

10.6 マヨラナニュートリノ

ニュートリノには電荷がなく粒子・反粒子の区別がない。
ニュートリノと反ニュートリノを同じ粒子のペアティが異なる
2つの状態とみなすことができる。
これをマヨラナ (Majorana) ニュートリノと呼ぶ。

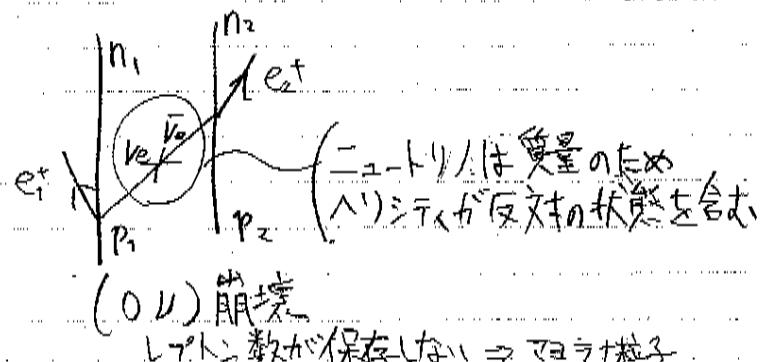
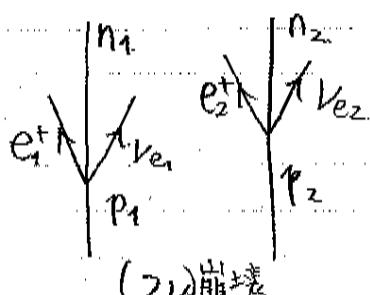
二の描像では質量の小さなマヨラナニュートリノだけでなく
質量の大きなニュートリノが存在し、それらの質量について

$$M_\nu M_N \approx M_{\text{eff}}^2$$

$$\begin{aligned} M_\nu &: \text{軽いニュートリノ} \\ M_N &: \text{重いニュートリノ} \\ M_{\text{eff}} &: \text{クォークレptonの質量} \end{aligned}$$

という関係が成立立つ。これは宇宙初期にニュートリノの
質量についての縮退がとけたことで理解できる。

二の検証はニュートリノ放出を伴わない2重 β 崩壊が
可能と考えられていく。



10.7 (β') テイの破れ

弱い相互作用では (β') テイが破れている。
空間反転で不变ではない重ね一つは (β') テイ h である

$$h = \frac{S \cdot P}{1 + S(P)} \quad (10.31)$$

$$\xrightarrow{P} \frac{S \cdot (-P)}{1 + S(-P)} = -h$$

(β') テイに依存する相互作用は空間反転について不变ではない。

弱い相互作用はスペインベクトル粒子 V より
媒介されるのでベクトル型 (V) または軸性ベクトル型 (A)

V と A の一方 (かたければ) 相互作用は (β') テイを保存
するが V, A が共存するとき (β') テイは破れる。

特に V と A が同程度のとき対称性は大きく破れる。

弱い相互作用は $V-A$ 型つまり V と A の強度 C_V, C_A
 $C_V = -C_A$ の関係を見たす。

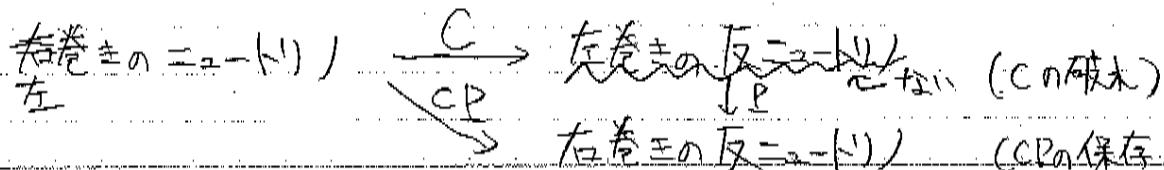
$V \pm A$ 型 ($C_V = \pm C_A$) $\left(\begin{array}{l} h = \pm 1 の ニュートリノ 粒子 \\ h = \mp 1 の 反ニュートリノ 粒子 \end{array} \right)$ のみと結合

これはニュートリノは常に左巻き ($h=-1$)、反ニュートリノは
常に右巻き ($h=+1$) であることを意味する。

しかしニュートリノは質量が0ではないので Lorentz 変換で
 (β') テイは不变ではない。そのため反対の (β') テイの状態も
 $1-\beta$ に比例して存在する。

IV CP の保存

ニュートリノの (β') テイが保存されると $C-(\beta')$ テイ (粒子-反粒子変換の
 (β') テイも破れていく)

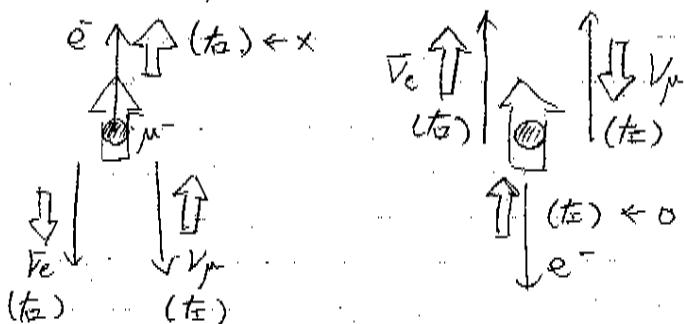


四 ミューオンの崩壊における(+)ヘリシティの破れ

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_\mu + \bar{\nu}_e$$

$V-A$ 相互作用なので $\bar{\nu}_e$ と $\bar{\nu}_\mu$ のヘリシティは決まる。
さらに 全スピンの保存から e^- のスピンの向きも決まる。

e^- の向きは e^- がフェルミ粒子であることから
ヘリシティが負になるように決まる。



つまり(偏極)ミューオンの崩壊では電子はミューオンの
スピンの方向に主に放出される。

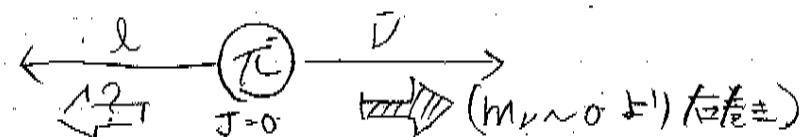
五 ヘリシティにより抑制されたパイ中間子崩壊

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad ①$$

$$\pi^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e \quad ②$$

崩壊後の位相空間は μ^- と e^- の質量の違いから
②の方が①に比べて 3.5 倍大きい。

しかし実際の反応頻度は ②は ①に比べて $\frac{1}{8000}$
これはヘリシティの制限 때문이다。



スピンの保存からレプトンのヘリシティは正(か許されない)(右巻き)
しかし弱い相互作用と結合するレプトンは左巻きのみ
したがってこの二つの反応は全く許されないのか。

(かし)の質量がゼロでないため
スピンが進行方向を向いていても右巻きの成分のほかに
 $1-\beta$ に比例して左巻きの成分を持つている。そのため反応は可能。

$$1-\beta = 1 - \sqrt{1 - \frac{1}{r^2}}$$

$$\approx 1 - \left(1 - \frac{1}{2r^2}\right) = \frac{1}{2r^2} = \frac{m^2 c^2 q}{2 E^2}$$

この最大の成分は m が大きいミュー・オノの方が電子よりずっと大きい。

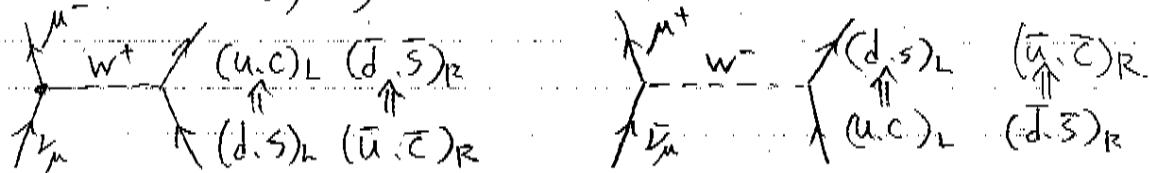
10.8 ニュートリノの深非弾性散乱

ニュートリノの特異性

- 弱相互作用しかしない (cf. 電子、ミュー)
- 関与するフェルミ粒子のペルティヤ電荷を識別 (cf. 光子)

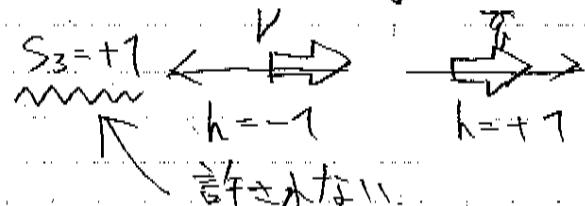
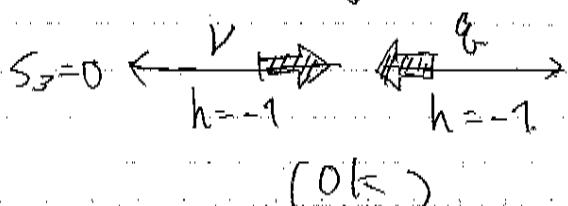
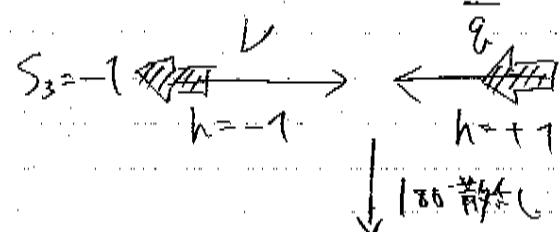
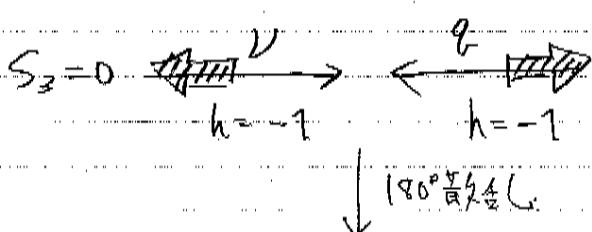
ν_μ $\bar{\nu}_\mu$ を用いる。

レプトン数の保存より ($\nu_\mu \rightarrow \mu^-$ では電荷 -1 となるので W^+ を交換)



E が大きく質量の違いが無視できるならカビホ混合は
考えなくて良い。

◦ クォークと反クォークの首尾の違い
 $6cm = 180^\circ$ の散乱で顕著



つまり $\bar{\nu}$ - \bar{e} 散乱は 180° では禁じられる。
同様に $\bar{\nu}$ - e 散乱は 180° では禁じられる。

こうした制限は一般の角度では断面積が $(1 + \cos\theta_{cm})^2$
に比例する、ということに相当し 実験室系では
 $(1 - y)^2$ に比例するエネルギー依存性に対応する。

$$y - \frac{v}{E_\nu} = \frac{E_\nu - E_\mu'}{E_\nu} \quad (10.32)$$

以上 $n=2$ から $n=3$ トドリ n -核子散乱の断面積は
核子の運動量のうち x を担うクォークの分布を用いて

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy} = \frac{G_F^2}{\pi (hc)^4} \left(\frac{M_w c^4}{Q^2 c^2 + M_w^2 c^4} \right)^2 2 M_p c^2 E_\nu \cdot x \cdot k \quad (10.33)$$

$$k = \begin{cases} d(x) + s(x) + (\bar{u}(x) + \bar{c}(x)) (1-y)^2 & (\bar{\nu}-p \text{ 散乱}) \\ \bar{d}(x) + \bar{s}(x) + (u(x) + c(x)) (1-y)^2 & (\bar{\nu}-p \text{ 散乱}) \end{cases} \quad (10.34)$$

この y 依存性を見れば核子中のクォークと反クォークの
分布の違いがわかる

\Rightarrow クォークの分布関数は反クウォークの分布関数より
ずっと大きい。

