



Title	電磁的相互作用及び弱い相互作用における時間反転の不变性の破れの分析
Author(s)	蔡, 勝義
Citation	大阪大学, 1967, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/648
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

The University of Osaka

学位論文

電磁的相互作用及び弱い相互作用における
時間反転の不变性の破れの分析

1.0

学位申請者

1.5

原子核宇宙線学専攻 蔡 勝 義

2.0

第一節 はじめに

素粒子の間の弱い相互作用において、空間反転に対する不变性 (P-inv.) 及び荷電共軸に対する不变性 (C-inv.) が破れていることは、1956.7年頃に Lee と Yang¹⁾によって理論的に予言され、Wu 等²⁾によって実験的に検証されて以来、時間反転に対する不变性 (T-inv.) 及び空間反転・荷電共軸の積変換に対する不变性 (PC-inv.) が成り立つてゐるかどうかについても一応の疑いはもたれましたが、実験上の確認がこれまで見つかってなかつてから、これらの不变性は成り立つてゐるものと長く信じられて來た³⁾。しかし、1964 年に明らかに PC-inv.

¹⁾ 相互作用は、ある一定の条件を満たしていれば、空間反転・荷電共軸及び時間反転の積変換に対して不变である (PCT 定理)。又、実験的にも PCT-inv. はよく成り立つているように見える。我々は PCT 定理を認め、T-inv. と PC-inv. は同等であると考える。

を破る崩壊 $K^0_L \rightarrow \pi^+\pi^-$ ^{*)} の T=しかば証拠が発見され⁵⁾、しかもその後の追試でますますは、さうT=しかめられる⁶⁾に及んで、既知の各種相互作用の P, C, T 各変換に対する性質の再検討や、新しい相互作用の可能性についての探究が研究者に迫られることとなり。問題の焦点は、如何 T= と相互作用が PC-inv. 又は T-inv. を満たさないのか、又も、破れの $K \rightarrow 2\pi$ 崩壊における現れがなぜ小さいのか、ということにある。

T=

PC-inv. を破る崩壊 $K^0_L \rightarrow \pi^+\pi^-$ が PC-inv. T= 崩壊 $K^0_S \rightarrow \pi^+\pi^-$ に対して $\sim 10^{-6}$ の割合で T= しかに起つてからといふ最初の実験報告⁵⁾が出たすぐあと、Sachs⁷⁾は次の如き可能性を指摘した。即ち、

^{*)} 中性 K 中間子には 2 種類ありて、寿命の短い方を K^0_S 、寿命の長い方を K^0_L と記す。弱い相互作用が PC-inv. であることは、 $K^0_L \rightarrow \pi^+\pi^-$ や $\pi^+\pi^-$ の状態には崩壊しない。

^{**)} 現在知られている相互作用の P, C, T 各変換に対する性質と、荷電粒子や strangeness 等の関係は、遡折則と共に、整理して表 2 <表 2> のようにある。

$K \rightarrow 2\pi$ は直接関与する non-leptonic 弱い相互作用では PC-inv. は成立していいが、 $K \rightarrow \pi e\nu$ 等に関与する semi-leptonic の相互作用において、選択則 $\Delta S = \Delta Q$ を満たすものが選択則 $\Delta S = -\Delta Q$ を満たすものとの間に 90° の位相差があるという意味で、PC-inv. が最大限 (maximal) に破れており、その間接的影響で $K^+ \rightarrow 2\pi$ が小さな割合で起こるのではないか、といったのである。その後、2.3 の実験グループから $K \rightarrow \pi e\nu$ に関して Sachs の見解をある程度支持する分析結果が報告された。⁸⁾

ところで、Cabibbo⁹⁾ (乍ら、SU(3) 対称性のもとで八重項模型 (octet model)¹⁰⁾ の弱い相互作用に適用して、semi-leptonic の崩壊が一般的に記述できることを示したが、 $\Delta S = -\Delta Q$ の選択則の問題や Sachs の意味における PC-inv. の破れ方など K^+ 中間子に関係した複雑な現象を扱うには、Cabibbo の導入 ($T = SU(3)$)

*1) 附録参照。

群の 8 次元既約表現 (octet) に従って変換される current だけで十分でなく、更高い $10, 10^*, 27$ など高い次元の表現に従って変換する current が必要となる。我々は既に前回の論文¹¹⁾で弱い相互作用に関与する vector current が octet の項と共に decuplet (10, 10^* 次元) の項をも含むとの仮定を立て、semi-leptonic 崩壊を論じた。

最近になって、Bernstein, Feinberg 及び Lee¹²⁾は hadron の電磁的相互作用が C-inv. 及び T-inv. であることを示す実験上の根拠が現在までのところ何もなく、問題になって $K^0 \rightarrow 2\pi$ 以下の C-inv. を破る電磁的相互作用。普通の PC-inv. は弱い相互作用への補正的效果として、量的にも説明しえることを強調し、C-inv. や T-inv. を検証するための実験を数多く提案した。その示唆を受けて、Baltay 等¹³⁾がルーフマン $\gamma \rightarrow \pi^+ - \pi^-$ 崩壊における $\pi^+ \times \pi^-$ のエネルギー分布を調べてしきり、予期された非対称性が観測されたと報告され、Lee 等の説に一定。

実験上。根拠が与えられた形となつた。^{*}

ところで、octet model の場合、電磁的相互作用に関与する current が一般に octet に属するものと考えられてゐるが、ここでも current の対称性をこのように限ること、それと C 対称に対する性質も決まってしまふ。電磁的相互作用は C-inv. の破れが導入できないという困難に遭遇する。従つて、octet model の立場から電磁的相互作用における C-inv. の破れの可能性を扱うとするならば、ここでも deuplet などの current を考える必要があるよう、と思われる。しかも、電磁的 current が octet (正しくは反対称 octet, 即ち 8A 次元表現^{**}) に従つて変換する考え方られてゐるのは、むしろ

^{*} しかし、その後、CERN のアレーラ¹⁴⁾などから否定的な分析報告もあり、現在のところ、問題の非対称性の存在はまだ確立されてない光景。¹⁵⁾

^{**} 2つの 8 次元表現の直積は次の如く既約分解される。

$$8 \times 8 = 1 + 8_A + 8_S + 10 + 10^* + 27$$

¹⁵⁾ 8A および 8S はそれぞれ反対称及ぶ対称な 8 次元表現である。

それが強い相互作用が $SU(3)$ 対称性を完全に満たす極限で保存する current であることはそのものであるが、現実にはその対称性はかう大きく破れていたことを考へてならば、少くとも現象論的には、即ち effective $T\bar{c}$ current としては、octet current と共にそれ以外の変換性をもつ current を同時に導入し、保存則は別に要請する立場も許されるであろう。

以上の実験的、理論的考察の上に立って、我々は octet current と共に decuplet current が電磁的相互作用と弱い相互作用の双方に寄与しており、PC-inv. と T-inv. がやはり双方の相互作用において破れていこう、という可能性を考へたい。兩者を平行に論ずるのは、それも Gell-Mann-Feynman¹⁶⁾ から Cabibbo¹⁷⁾ に至る弱い相互作用の保存する vector current (CVC) の理論が、電磁的相互作用との類推のもとに発展させられ成功を収めて来たことから正当づけられよう。ここで 10, 1* 次元と 27 次元のうち前者を考へたのは次の理由による。

- i) 8 次元のすぐ次の高々次元である = π ;
 ii) 粒子間の質量差と強い相互作用を無視す
 3 π , 10, 16* 次元 current は, 8A のそれと
 同じくその反対称性質のため, meson 部
 分も含めて保存する current である = π ;
 iii) 10, 16* の 2-0 表現。組合せは 3 通り
 ずつから、次節に示すように, C-int. の
 破れが電磁的相互作用に自然に導入される = π .

本論文の目的は、hadron の電磁的相互作用
 及び semi-leptonic 弱い相互作用に、octet
 current と共に decuplet current を導入する =
 π によってもたらされた諸結果を調べる = π
 である。我々はまずオクテットで decuplet current
 を考え = π にて電磁的相互作用に C-
 int. の破れが自然に導入する = π を示し、
 第 3 節で電磁的形状因子 (form factor) について
 論ずるが、そこで form factor の間に成り立つ
 3 つの新しい関係式が導かれ = π 。
 第 4 節で以前の論文¹⁾で展開した semi-

leptonic 弱い相互作用に関する議論を、や
や形をえて顧みる。第5節では、前2節で
きめられたパラメーターの値を用いて、電磁
的崩壊 $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + V$ 、 $\bar{\nu} \rightarrow \bar{e} e^+$ の確率を計算す
る。第6節では、同じ考え方によつて、電磁
的相互作用・弱い相互作用の双方が用いて
いる、hyperon の放出と伴なつ崩壊 (=
これを weak γ decay と呼ぶことにする) につ
いて議論する。第7節で我々の模型の特徴的
な諸結果、整理に当てる。最後に附録にて、
SU(3) 対称性にとづく octet model について
、本文の議論に関連のある事項を附記する。

第二節 C-imu. の破れ。導入

$SU(3)$ 群の N 重項に属し、荷電スピニ $\frac{1}{2}$ 、荷電 Q をもつ current j^{α} ($j_{\mu}^{N^2-1}$ を表わす) は、
いう。電磁的相互作用に因与する octet j^{α} current は次のようである:

$$(j_{\mu}^{8^A})^8 = \frac{1}{\sqrt{2}} (j_{\mu}^{8^A})_1^0 + \frac{1}{\sqrt{6}} (j_{\mu}^{8^A})_0^0, \quad (2.1)$$

$$(j_{\mu}^{8^S})^8 = \frac{1}{\sqrt{2}} (j_{\mu}^{8^S})_1^0 + \frac{1}{\sqrt{6}} (j_{\mu}^{8^S})_0^0.$$

我々は更に decuplet の current を考えようとしているのであるが、電磁的相互作用に因与するものは、その選択則により、 $(j_{\mu}^{10})_1^0$ 及び $(j_{\mu}^{10})_0^0$ である。しかし、電磁的 current はエルミットでなければならぬので、 $(j_{\mu}^{10})_1^0$ 及び $(j_{\mu}^{10})_0^0$ からエルミットな組合せを作る:

*¹) strangeness を指定する記号は省略する。

$$(j_\mu^{10^S})^Y \equiv \frac{1}{\sqrt{2}} [(j_\mu^{10})^0 + (j_\mu^{10^*})^0],$$

(2-2)

$$(j_\mu^{10^A})^Y \equiv \frac{i}{\sqrt{2}} [(j_\mu^{10})^0 - (j_\mu^{10^*})^0].$$

これら current のうち, $(j_\mu^{8^A})^Y$, $(j_\mu^{8^S})^Y$ 及び
 $(j_\mu^{10^S})^Y$ は荷電共軸に対して符号を変えるが,
 $(j_\mu^{10^A})^Y$ だけは符号を変えない^{*}。他方, 電磁場
 A_μ は同じ変換に対して符号を変えるので,
結局, $(j_\mu^{8^A})^Y$, $(j_\mu^{8^S})^Y$ 及び $(j_\mu^{10^S})^Y$ は電磁場と C-
inv. に結合するが, $(j_\mu^{10^A})^Y$ は必ず C-inv. を破
る相互作用に導く。このように, decuplet の
current を考えることによって, 電磁的相互作
用に自然是 C-inv. の破れが, 従ってまた (P-
inv. は成り立つている¹²⁾ T-inv. の破れが
導入できるのである。

^{*}これら current の具体的な形を附録にかげたが, それを見ればこれらの current
が荷電共軸に対してどう変換されるかがわかる。尚, 対称性質をもつ $(j_\mu^{8^A})^Y$
は meson current を含まないと考える。

第三節 電磁的形狀因子

一般に電磁的 current J_μ^Y の baryon の間の、又 meson の間の matrix element の Lorentz 不変性及び弱い不変性の要請によると、次のようにな書かれる^{*}:

$$\langle B(p') | J_\mu^Y | B(p) \rangle = \bar{u}(p') [F_1^{BB'}(k^*) \gamma_\mu + \frac{1}{2m_p} F_2^{BB'}(k^*) i\sigma_{\mu\nu} k_\nu] u(p), \quad (3.1)$$

$$\langle M'(p') | J_\mu^Y | M(p) \rangle = F_1^{MM'}(k^*) (p+p')_\mu. \quad (3.2)$$

* $B \neq B'$ ($M \neq M'$) の場合に、(3.1)、(3.2) 式。右辺の $m_B = m'_B$ ($m_M = m'_M$) の極限で $k^* \rightarrow 0$ 不変性を満たす。 $m_B \neq m'_B$ ($m_M \neq m'_M$) の場合、(3.1) 式不変性式は次の通り:

$$\bar{u}(p') [F_1^{BB'}(k^*) (\gamma_\mu + \frac{m_B - m'_B}{k^*} k_\mu) + \frac{1}{2m_p} F_2^{BB'}(k^*) i\sigma_{\mu\nu} k_\nu] u(p), \quad (3.1')$$

$$F_1^{MM'}(k^*) [(p+p')_\mu + \frac{m_M^2 - m'^2_M}{k^2} k_\mu]. \quad (3.2')$$

これらの式が意味をもつことは当然

$$F_1^{BB'}(0) = F_1^{MM'}(0) = 0$$

とする事である。

したがって、 $F_1^{PP}(k^2)$ 、 $F_1^{MM}(k^2)$ 及び $F_2^{BB}(k^2)$ はそれぞれ対応する粒子の electric form factor 及び magnetic form factor, m_p は proton の質量, 又 $k_p = p_p - p'_p$ である。

我々の基本的仮定は、current J_μ^Y が octet に属する項と共に、decuplet に属する項をも含む $(\alpha) = \pm$, 即ち第 2 節で定義された $4 \sim 9$ current を用いて、電磁的相互作用が現象論的一次式で与えられるべきことである。

$$H^Y = e J_\mu^Y A_\mu \quad (3.3)$$

$$J_\mu^Y = (j_r^{PA})^Y + (j_r^{PS})^Y + (j_r^{PQ})^Y + (j_r^{PA})^Y. \quad (3.4)$$

この仮定は、(3.1), (3.2) 式に現れる form factor $F_1^{PP}(k^2)$ 、 $F_1^{MM}(k^2)$ 及び $F_2^{BB}(k^2)$ に、(3.4) 式の current が各項に対応する $\alpha = \pm 1 - F_1^\alpha(k^2)$, $F_2^\alpha(k^2)$ ($\alpha = PA, PS, PQ, PA$) で次のようく表わされる $\alpha = \pm 1$
 $(= T_F \pm *)$ (但し $(F^B(k^2) \equiv F^{BB}(k^2)$, $F^M(k^2) \equiv F^{MM}(k^2)$)

* 次節で詳しく述べる。

$$F_1^{\gamma}(k^2) = -F_1^{e^+}(k^2) = F_1^{K^+}(k^2) = F_1^{8A}(k^2) + F_1^{10A}(k^2)$$

$$F_1^n(k^2) = -F_1^{e^-}(k^2) = F_1^{K^-}(k^2) = -F_1^{10S}(k^2)$$

$$F_1^{2^+}(k^2) = -F_1^{S^0}(k^2) = F_1^{K^0}(k^2) = F_1^{8S}(k^2) - F_1^{10S}(k^2)$$

$$F_1^{2^0}(k^2) = F_1^{A^0}(k^2) = F_1^{K^0}(k^2) = F_1^{10A}(k^2) = 0$$

$$F_1^{18S}(k^2) = F_1^{10S}(k^2) = \sqrt{3} i F_1^{10A}(k^2)$$

(3.6)

及

$$F_2^{\gamma}(k^2) = F_2^{8A}(k^2) + \frac{1}{3} F_2^{8S}(k^2) + F_2^{10A}(k^2)$$

$$F_2^n(k^2) = -\frac{2}{3} F_2^{8S}(k^2) - F_2^{10A}(k^2)$$

$$F_2^{2^+}(k^2) = F_2^{K^+}(k^2) + \frac{1}{3} F_2^{8S}(k^2) - F_2^{10S}(k^2)$$

$$F_2^{2^0}(k^2) = +\frac{1}{3} F_2^{8S}(k^2)$$

(3.7)

*) (前へ-3) で 我々は baryon の electric form factor $F_1^{BB}(k^2)$ meson の electric form factor $F_1^{MM}(k^2)$ とは 共通な パラメータ $F_1^{\alpha}(k^2)$ ($\alpha = 8A, 10S, 10A$) で 表わされるものと 仮定した。一般に 両者は 同じ 構造を 有する と 予想 されるので、異なった α で 記述 される。この場合 例へば baryon の ときは $F_1^{8A}(k^2)$ を 用いて 0 で 取り扱う もよて、(3.7)、(3.8)、(3.10) と同じ式が $F_1^{BB}(k^2)$ について 成り立つ。尚、(3.5) と(3.11) 式から $F_1^{\gamma}(k^2) \approx F_1^{e^+}(k^2)$ が なり、これから 荷電・平均自由行程半径 r_{γ} と $\langle r^2 \rangle_1 = \langle r^2 \rangle_{1^+}$ との 関係が 得られるが、これは 最近の 実験 審査 によ

矛盾 (T8), (19)

$$F_2^{(2)}(k^2) = -F_2^{(1)}(k^2) + \frac{1}{3} F_2^{(0)}(k^2) + F_2^{(0)*}(k^2)$$

$$F_2^{(1)}(k^2) = -\frac{1}{3} F_2^{(0)*}(k^2)$$

$$F_2^{(0)}(k^2) = -\frac{2}{3} F_2^{(0)*}(k^2) + F_2^{(0)*}(k^2)$$

$$F_2^{(0)*}(k^2) = -F_2^{(1)}(k^2) + \frac{1}{3} F_2^{(2)}(k^2) + F_2^{(2)*}(k^2)$$

$$F_2^{(2)*}(k^2) = +\sqrt{\frac{1}{3}} F_2^{(0)*}(k^2) + \sqrt{\frac{2}{3}} i F_2^{(0)}(k^2) \quad (3.8)$$

(3.5), (3.7) 式から baryon & u' meson の form factor の (1) ～ (3) が立つ。いろいろな関係式が得られるが、その中には下とえば次のようなものがある：

$$F_1^{(2)}(k^2) - F_1^{(1)}(k^2) = 2 F_1^{(0)}(k^2) \quad (3.9)$$

$$F_1^{(0)*}(k^2) - F_1^{(1)*}(k^2) = 2 F_1^{(2)*}(k^2)$$

反対に

$$F_2^{(2)}(k^2) - F_2^{(1)}(k^2) = 2 [F_2^{(0)}(k^2) - 2 F_2^{(2)*}(k^2)] \quad (3.1b)$$

(3.10) 式は特別の場合 ($k^2=0$) について磁気能率 μ の間の関係式を与える：

$$\mu^{(2)} - \mu^{(1)} = 2 (\mu^{(0)} - 2 \mu^{(2)*}) \quad (3.1c)$$

尚、current octet に限ると、当然しつきつ
の関係式、 $T=2$ えげ (3.10) についていえげ、そ
れの各辺がそれぞれ 0 に等しいと、この関係式
が得られる。²⁰⁾

次に実験データーを用いてパラメータを
求め $\beta = 2$ を考えよう。まず中性子の electric
form factor の k^2 の値は無限遠に 0 に等し
いという事実から¹⁸⁾

$$F_1^{(0)}(k^2) = 0 \quad (3.11)$$

これがよいであろう。又、 $eF_1^{(0)}$ と $eF_M^{(0)}$
がそれぞれ対応する粒子のもつ荷電に等しく
なければならぬことから

$$F_1^{(0)} = 1 \quad (3.12)$$

$$F_1^{(0)} = F_1^{(0)} = 0 \quad (3.13)$$

更に、 $|F_2^{(0)}|$ は baryon B の e/z_{mp} の単位でし T 異

常磁気能率を表わす式、陽子、中性子及 \bar{n}

八粒子による $F_2^P(0) = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} - \frac{1}{2} + \frac{1}{2}$

$$F_2^P(0) = 1.79, \quad F_2^N(0) = -1.91, \quad F_2^{\bar{n}}(0) = -0.73$$

$= 1.79 - 1.91 - 0.73$

$$F_2^{8^A}(0) = 0.61, \quad F_2^{8^S}(0) = 2.19, \quad F_2^{10^S}(0) = 0.45 \quad (3.14)$$

得られた式 (3.14) 式と元された値を (3.7) 式
に代入する。左辺は右辺を得た各 baryon の
常磁気能率の予想値と、current は octet は 1.79
 $- T = 2 \cdot \frac{1}{2} = 0$ だけが共に、 $<\text{表 } 3>$ から得られる。

表 3

baryon の磁気能率の octet current の予想値から

* current と octet は 1.79 ($F_2^{10^S}(k^2) = 0$) と、 $F_2^P(0) = 1.79$ 及び $F_2^N(0) = -1.91$ から

$$F_2^{8^A}(0) = 0.83, \quad F_2^{8^S}(0) = 2.87 \quad (3.14')$$

りずれ方を見るに従事、 decuplet current を導入する Σ^{\pm} の中性粒子を判断する。手掛けるものと期待される。最近、 Σ^+ 粒子の全磁気能率に関する報告より $\tau^{22} \mu^{\Sigma^+} = (1.5 \pm 1.1) e/2m_p$ といふ値は、我々の予想値と実験誤差の範囲内に一致しており、 μ^p 、 μ^n 及び μ^{Λ} の実験値と共に、 (3.10) の関係式をよく満たしている。

最後に、 electric (magnetic) form factor。原点における不均配が、 荷電 (異常磁気能率) 分布の平均自乗半径と

$$\dot{F}_1(0) = \frac{\partial}{\partial k^2} F_1(k^2) \Big|_{k^2=0} = -\frac{1}{6} \langle r^2 \rangle_i \quad (3.15)$$

の関係で結ばれて Σ^{\pm} から、 電子の荷電の値から、 觀測値 $\sqrt{\langle r^2 \rangle_i} = 0.8 \times 10^{-13} \text{ cm} = 3.8 / m_p^{1/2} R$ (3.5)、 (3.11) 式を用いて、 $\dot{F}_1^{pA}(0)$ が次のようになる:

$$\dot{F}_1^{pA}(0) = -2.4 m_p^{-2} \quad (3.16)$$

$F_1^{(k^2)}$ 及び $F_2^{(k^2)}$ は、 $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda$ ($R \pi^0 \pi^0 \eta$)
の間の転移 Γ に関する form factor τ ,
 $= R \pi^0 \pi^0$ form factor に関する知識から得
る値をとめるにはとても面白い。しかし、次節
で見るところ、semi-leptonic $\bar{\Lambda}$ 前端に関する
知識の方から、それにつれての手掛かり得ら
れる。

第4節 Semi-Leptonic な崩壊

この節では、前論文で展開した semi-leptonic な相互作用に関する議論を、少し違う形でふりかえてみよう。

前論文で用いた仮定は、次のように言ふ
ふえる = わざでさる。

i) hadron current は主として Cabibbo の octet current から成るが、その vector 部分は更に decuplet current を含む。

ii) lepton current $l_\mu^+ = i \sum_{k=e,\mu} \bar{l}_k l_k^\mu (1 + \gamma_5) \gamma_\mu$ 及び
 $l_\mu^- = (l_\mu^+)^*$ は、 l_μ^+ と共に isovector となるが、
 の vector は常に $l_\mu^+ = 0$ × τ_3 の特定の方向に向
 ひてなる。

iii) strangeness に寄与する ($\Delta S=0$) hadron current

* 議論を簡単にすため、我々は axial vector current (= 1/2 ∂_μ)、octet current たりと取扱っている。ただし $\alpha_2 = \frac{1}{2}$ × axial vector 量 τ_3 を示すので、実験事実が今までのところないからである。²⁸⁾

if lepton current $\times \Delta I = 0$ は従って結合し, strange
ness の変化を伴う; ($|I_{\text{S}}| = 1$) hadron current if
lepton current $\times \Delta I = 1/2$ は従って結合する.

これらを仮定から, semi-leptonic 強相互作用
の次の手順で書き出せ: $\bar{e} l = \bar{\nu}_l \nu_l$.

$$H_W^{S=0} = \frac{G}{c} \cos \theta [(\bar{j}_{\mu}^{8A})_1^+ + (\bar{j}_{\mu}^{10})_1^+ + (\bar{j}_{\mu}^{10*})_1^- + (\bar{g}_{\mu}^{8A})_1^+ + (\bar{g}_{\mu}^{8S})_1^+] l_{\mu}^+ + \text{h.c.} \quad (4.1)$$

$$H_W^{S=1} = \frac{G}{c} \sin \theta \left\{ [(\bar{j}_{\mu}^{8A})_2^+ + (\bar{j}_{\mu}^{10})_2^+] l_{\mu}^+ + [(\bar{j}_{\mu}^{10*})_2^+ l_{\mu}^+ - \sqrt{3} (\bar{j}_{\mu}^{10*})_2^- l_{\mu}^-] + [(\bar{j}_{\mu}^{8A})_2^+ + (\bar{j}_{\mu}^{8S})_2^+] l_{\mu}^+ \right\} + \text{h.c.}; \quad (4.2)$$

ここで j_{μ}, g_{μ} はそれぞれ vector と axial vector
current で, G は Fermi 結合定数で, θ は neutrino
中性子 Cabibbo の角^(*) を表わしている。 (4.2) 式の右
辺、 2番目の [] は現れたり特別な形で、 荷
電スピン $> 1/2$ の hadron current $(\bar{j}_{\mu}^{8*})_2^+$ と荷電スピン < 1
の lepton current \bar{l}_{μ}^+ $\times \Delta I = 1/2$ は従って結合し、
かも $\bar{l}_{\mu}^+ = b$ であるという。 上記の仮定から未

たものである。

弱い相互作用に関与する hadron current J_μ^W の matrix element は次のように書かれる (weak magnetism の項はその寄与が小さすぎて無視):

$$\langle B'(p') | J_\mu^W | B(p) \rangle = \frac{G\epsilon}{\sqrt{2}} \bar{u}'(p') i \gamma_\mu (F^{BB'} + G^{BB'} \gamma_5) u(p) \quad (4.3)$$

$$\langle M'(p') | J_\mu^W | M(p) \rangle = \frac{G\epsilon}{\sqrt{2}} F^{MM'}(p+p')_\mu. \quad (4.4)$$

但し

$$\epsilon = \begin{cases} \cos\theta & (\Delta S=0 \text{ の過程に対して}) \\ \sin\theta & (\Delta S=1 \text{ の過程に対して}) \end{cases}$$

であり $F^{BB'}$, $F^{MM'}$ 及び $G^{BB'}$ はそれぞれ (4.1), (4.2) 式に現れて、hadron current の各項に対応する F^α ($\alpha = 8^A, 11, 10^S$) 及び G^α ($\alpha = 8^A, 8^S$) で書けた。 F 及び G は当然 $k^2 = (p-p')^2$ の関数であるが、実際の計算においてはその k^2 依存性を無視する。^{*)} こゝで F^{10^S} , F^{10^A}

^{*)} 次ページの注を参照。

$$F^{10^S} = (F^{10} + F^{10*})/2 \quad (4.5)$$

$$F^{10^A} = (F^{10} - F^{10*})/2i$$

で定義されるが、 F^A 、 F^{10^S} 、 F^{10^A} がそれそれぞれ前節の
 $F_1^{10^A}(k^1)$ 、 $F_1^{10^S}(k^2)$ 、 $F_1^{10^A}(k^2)$ に対応する。

再び実験知識に基づいてパラメータを決めよう。(4.15) の相互作用から、中性子及 π^+
 中間子、 β 崩壊の関係は F^n 及 ν $F^{n\pi}$ は

$$F^n = F^{10^A} + F^{10} + F^{10*}$$

$$F^{n\pi} = \sqrt{2} [F^{10^A} - \frac{1}{2}(F^{10} + F^{10*})]$$

であるが、両者の関係は CVC 理論により正しく予言され²⁴⁾いるから²⁵⁾である。

*4) (前ページ) 崩壊 $A \rightarrow B + e + \nu$ に寄与するのは $F(k^2)$ 、 $G(k^2)$ の、 $k^2 = k_1^2 + k_2^2 - (m_A - m_B)^2$ の範囲内もとであるが、定数 F 、 G を使うと $k^2 = k_1^2 + k_2^2$ 、 $F(k^2)$ 、 $G(k^2)$ のこの範囲についての適当な平均値 $\langle F(k^2) \rangle$ 、 $\langle G(k^2) \rangle$ を使うことを意味する。

$$F^{8A} = 1 \quad (4.6)$$

$$F^{10} + F^{10*} = 0 \quad (4.7)$$

「選れなければならぬ」こと今が3。(4.7)

式は

$$F^{10S} = 0 \quad (4.7')$$

と同等であるが、これは(3.11)式と正しく対応してゐるに注意すべしである。次に ΔS

$= -\Delta Q$ の過程 $K^0 \rightarrow \pi^+ e^+ \nu_e$ $\Delta S = -\Delta Q$ の過程 $\bar{K}^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e$ は関係ある $F^{8K^0} + F^{8\bar{K}^0}$ はされども

$$F^{8K^0} = F^{8A} - (F^{10} + F^{10*})$$

$$F^{8\bar{K}^0} = -3F^{10*}$$

とすれば、(4.7)式を考慮すれば、両者

の amplitude の比は

$$\frac{A(\bar{K}^0 \rightarrow \pi^+ e^+ \nu)}{A(K^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu)} = \frac{-3F^{10*}}{F^{8A} - (F^{10} + F^{10*})} = \frac{3F^{10}}{F^{8A}}$$

さて、今二の比の値を $x e^{i\varphi}$ (x, φ は実数) と書く = $x = \cos \varphi$, 第 1 節で述べたように $K^{\circ} \rightarrow 2\pi^5$ に因縁して Sachs⁷⁾ は $\varphi = 90^\circ$ であることを指摘したのであるが、Paris 及び Padua の実験から (x, φ) は $(0.22^{+0.16}_{-0.11}, 79^\circ_{-27^\circ})$ 及び $(0.44^{+0.19}_{-0.25}, 82^\circ_{-26^\circ})$ といふ値を報告しており、大きな実験誤差を除けば、(T = x は) として Sachs の指摘した可能性は少なくてとも実験に矛盾しないことは確かである。我々は Sachs の立場に立て、 $\varphi = 90^\circ$ は、 x をたゞえれば 0.33 であることを示す。尚、比較のために $x + 0$ の場合も考えよう。結局、(4.5) 式の F^{10^A} は x は次のようになる関係づけられる

$$F^{10^A} = -i F^{10} = x F^{8A}/3. \quad (4.8)$$

残されたパラメータ $\epsilon, G^{8A}, G^{10^S}$ は一応では

⁷⁾ Sachs は更に $x \approx 1$ を推測(してゐて)が、その可能性は排除された。

Willis 等は、²⁵⁾ によって求められた次の値を仮定して、

$$\theta = 0.264, G^{PA} = 0.437, G^{PB} = 0.742 \quad (4.9)$$

(4.6), (4.7'), (4.8) 及び (4.9) の各式によつて、²⁶⁾

ラメータの値はすべて与えられてゐて、これらを用ひて、いろいろ崩壊過程の分歧比が計算できる。〈表4〉は、そのうちのいくつかについての結果を、関係する F^{PA}, G^{PA} の形で表したものである。 $\alpha=0$ の場合についての

表 4

Calculus の理論²⁷⁾のもとで見て、 $\alpha \neq 0$ の場合が我々の model に特徴的な結果を与える。實際には α の値が小さいため、目立った違ひは現れないが、それでも〈表4〉から、 $\alpha \neq 0$ は $\alpha=0$ の結果を全般により実験値に近づける方向に補正することができる。

我々の model と Cabibbo の理論とを比較し
つきさきの二つの特徴を次に列記すよ。

i) $\Delta S = -\Delta Q$ の選択則に従う転移 ($\bar{K}^0 \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e$,
 $\Sigma^+ \rightarrow \Lambda e^+ \nu_e$ など) を扱うことができること。

ii) K_s^0, K_L^0 と

$$\left. \begin{array}{l} K_s^0 \\ K_L^0 \end{array} \right\} = \frac{1}{\sqrt{2}} (K^0 \pm \bar{K}^0), \quad \bar{K}^0 = CP K^0$$

と近似する、 $K \rightarrow \pi e \nu_e$ の崩壊確率に関して
次の関係式が成立つ。

$$\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ \nu_e) / \Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^+ e^+ \nu_e) = 1/2$$

(4.10)

$$\Gamma(K_s^0 \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e) / \Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e) = 1.$$

但し、 $\Gamma(K_{s,L}^0 \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu) \equiv \Gamma(K_{s,L}^0 \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu}_e) + \Gamma(K_{s,L}^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e)$
である。これらの関係式は $\Delta I = 1/2$ 選択則から
導かれるものと全く同じであって、実験に極
めてよく合²⁶⁾が、我々の model の場合、それ

が ΔS の値に無関係に、つまり $\Delta S = -\Delta Q$ の転移の存在にもかかわらず、成り立つのである。

これは、この節のはじめにおいて仮定の ii) と iii) から得られる極めて注目すべき結果である。既に別々論文²⁷⁾において $K \rightarrow e^+ \nu_e$ と $K \rightarrow \pi^+ \nu_\pi$ の両方にについて詳しく論じた。

iii) baryon + p 崩壊の各過程において、一般にその vector 結合定数と axial vector 結合定数との間に位相差が生ずるので、 $T(P)$ -inv. が破れることがあり、その効果が観測されることが期待される。しかし、vector 結合又は axial vector 結合の一方しか効かない $K^\pm \rightarrow \pi^\pm l^\pm \nu$ 等については PC は保存される。

iv) decuplet current の $\Delta I=1, \Delta S=0$ の成分のものは Weinberg の意味における第 2 種の current²⁸⁾ である。崩壊 $\eta \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu_e$ などに寄与する²⁹⁾ と共に関係する $F^{3*}l$

$$F^{3*}l = \sqrt{\frac{3}{2}} (-F^{10} + F^{0*}) = -\sqrt{\frac{2}{3}} x i$$

飛用として崩壊。確率を計算する。

$$\Gamma(\eta \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu}_e) = 1.6 \times 10^{-8} \text{ sec}^{-1}$$

$$\approx 1.7 \times 10^{-9} \text{ sec}^{-1}$$

では、もちろん η は電磁的相互作用を通じて崩壊するので、 $\eta \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu}_e$ の分岐比は現在の実験手段での問題ではない^{*}。

$$\Gamma(\eta \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu}_e) / \Gamma(\eta \rightarrow \text{all modes}) \approx 2.5 \times 10^{-12}$$

* $\Gamma(\eta \rightarrow \text{all modes})$ の実験値は次節(5.10)式を見よ。

第5節 電磁的相互作用による崩壊

この節では、電磁的相互作用を通じて起る $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma$ 及び $\gamma \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ の崩壊確率を見積り、又 $\gamma \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ について注目する。

$$A. \Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma$$

(3.16)式を使い、この過程の崩壊確率は次のようになる：

$$\Gamma(\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma) = \alpha |F_2^{^{\Lambda\Sigma}}(0)|^2 \left(\frac{m_\Sigma - m_\Lambda}{m_\Sigma}\right)^3 \left(\frac{m_\Sigma + m_\Lambda}{2m_p}\right)^3 m_p. \quad (5.1)$$

α は微細構造常数である。 (3.8), (3.14) 式より

$$F_2^{^{\Lambda\Sigma}}(0) = \sqrt{\frac{1}{3}} (2.19 + 0.61 y i), \quad (5.2)$$

但し

$$y \equiv 3 F_2^{^{\Lambda\Lambda}}(0) / F_2^{^{\Lambda\Sigma}}(0). \quad (5.3)$$

y の値としてかうい = 2.1 等しい < 0.33 とすると
(5.1), (5.2) 式から

$$\Gamma(\Sigma^{\circ} \rightarrow \Lambda + \gamma) = 8.4 \times 10^{18} \text{ sec}^{-1} \quad (5.4)$$

尚、current & octet 屬するものに限る（従々）

$$F_2^{10^S}(k^2) + F_2^{10^A}(k^2) = 0 \quad \text{と}, \quad (3.8), (3.14') \text{式} \text{から}$$

$$F_2^{\Lambda\Sigma^{\circ}}(0) = \sqrt{\frac{1}{3}} \times 2.07 \quad (5.2)$$

となり、これから (5.4) 式の値より 2 倍ほど大きい。

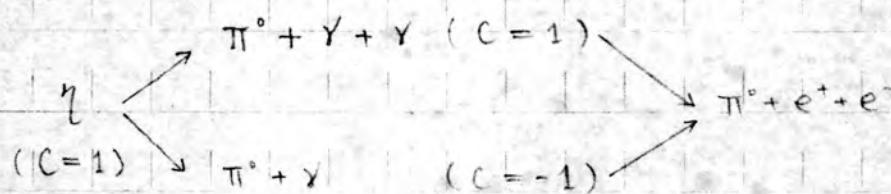
$$\Gamma(\Sigma^{\circ} \rightarrow \Lambda + \gamma) = 14.3 \times 10^{18} \text{ sec}^{-1} \quad (5.4')$$

この値が得られる。実験的に今 $\chi = 3$
 $\Gamma(\Sigma^{\circ} \rightarrow \Lambda + \gamma) \gtrsim 10^{14} \text{ sec}^{-1}$ と（か知られていない）²¹⁾
 で、その測定が待たれる。

B. $\eta \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$

Ch-in. が成り立つならば、この崩壊
 は光子 2 個の中间状態を経て起こるが、我々

の考えていさ C-im. を破る相互作用。もしくは
あって、それは光子 1 個の中间状態を経て
起きう得る。



もし $\gamma \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ が前者の機構を通じて起きる
ならば、それの分歧比は $\sim 10^{-12}$ 程度となる。
実質的にはほとんど観測にからずないことを、
従ってこの崩壊。たしかに实例が見つかること
ならば、それは C-im. の破れを裏づける証拠
を見出していくことが Hida 等によつて指摘
されてゐる。³⁰⁾

(3-2) 式を使うと、光子 1 個の中间状態を経
て $\gamma \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ が起きる確率は

$$\Gamma(\gamma \rightarrow \pi^0 e^+ e^-) = \frac{1}{48\pi} \alpha^2 |F_1^{(1)}(c)|^2 m_\gamma^5 K. \quad (3.5)$$

K は

$$K = \left(1 + \nu^2\right) \left(1 - 8\nu + \nu^2\right) - 12\nu^2 \ln \nu, \quad \nu = \left(\frac{m_e}{m_\eta}\right)^2$$

(5.5')

π^0 とえらむ、又 $m_e \approx 0$ 、 $F_1^{(\pi^0)}(k^2) \approx F_1^{(\pi^0)}(0)$ と近似
 $|T|_{\pi^0}$ (5.6), (5.16) 式から

$$\dot{F}_1^{(\pi^0)}(0) = -2.4 \sqrt{\frac{1}{3}} Z^2 / m_\pi^2, \quad (5.6)$$

但し

$$Z \equiv 3 \dot{F}_1^{(\pi^0)}(0) / \dot{F}_1^{(\rho^0)}(0) \quad (5.7)$$

(5.6) 式と (5.5) 式を代入して

$$|\Gamma(\eta \rightarrow \pi^0 e^+ e^-)| = 28 Z^2 \text{ eV} \quad (5.8)$$

が得られる。再び Z の絶対値を $1 = x$ と等 $x < 0.33$ 程度 $= x^3$

$$|\Gamma(\eta \rightarrow \pi^0 e^+ e^-)| \approx 3 \text{ eV.} \quad (5.9)$$

*) 次へ "の脚注を見よ。

$\gamma \rightarrow 2\gamma$ の崩壊確率は 1.5 keV 程度と報告され
ており、又その分岐比は 33.5 % であるので³¹⁾

$$\Gamma(\gamma \rightarrow \text{all modes}) \approx 4.5 \text{ keV} \quad (5.10)$$

と推定される。³²⁾ (5.9), (5.10) 式から

$$\Gamma(\gamma \rightarrow \pi^0 e^+ e^-) / \Gamma(\text{all modes}) \approx 0.7 \times 10^{-3} \quad (5.11)$$

Feinberg は γ と全く同じ量子数を持つ X^0 粒子の
 $\gamma \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ 崩壊に及ぼす影響を考慮するとして
よって $\Gamma(\gamma \rightarrow \pi^0 e^+ e^-) \approx 2.5 \text{ eV}$ を評価し³³⁾ 又
実験的には、この崩壊の分岐比は $< 0.23\%$ と
報告されている³⁴⁾。我々の得た値 (5.9), (5.11) は、
これらの推定値及び実験値に矛盾していない。

*³¹⁾ (前ページより) 22×10^{-3} の (4.5) 式の次の 2 行及び脚注で与えた注意に付く、(5.9) 式
の Z は (4.8) 式の X と本來次の関係で結ばれている:

$$\frac{x}{3} = \frac{F^{10A}}{F^{8A}} = \frac{\langle F_1^{10A}(k^2) \rangle}{\langle F_1^{8A}(k^2) \rangle} \approx \frac{\langle \dot{F}_1^{10A}(0) k^2 \rangle}{\langle 1 + \dot{F}_1^{8A}(0) k^2 \rangle} = f(z).$$

³²⁾ 我々は $\Gamma(\gamma \rightarrow \pi^0 e^+ e^-)$ の目安を得ることが目的であるが、便宜上 $z \approx x \approx 0.33$ と取った。

C. $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ について

C-inv. を破る転移 $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^-$ は $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ 崩壊にも寄与する。一般に C-inv. を破る相互作用は C-inv. の相互作用と干渉して、この崩壊における π^+ と π^- のエネルギー分布の間に非対称性をもたらす³⁴⁾ので、Baltay 等³⁵⁾の観測が定性的に理解できる。

今 π^+ (π^-) の方が大きなエネルギーを持つ崩壊例の数を N_+ (N_-) で表わすと、 $\Delta \equiv (N_+ - N_-)/(N_+ + N_-)$ で非対称度が表わされるが、光子 1 個の中间状態を経て $\eta \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ 崩壊及び非対称な $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ 崩壊が起き場合、 Δ は $R \equiv \Gamma(\eta \rightarrow \pi^0 e^+ e^-)/\Gamma(\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0)$ と次の不等式で結ばれることは示されて³⁶⁾いる：

$$\frac{\Delta^2}{R} \leq \frac{2^9 \sqrt{3}}{\pi} \left(\frac{Q}{m_\eta} \right)^4 K^{-1}, \quad (5.12)$$

但し $Q = \frac{1}{3} m_\eta - m_\pi$ であり、 K は (5.5) 式で定義され³⁷⁾ていう量である。 R の実験値 $< 0.9\%$ ³⁸⁾から $\Delta < 1.1\%$ となる。 Δ の実験値は $(6.8 \pm 2.0)\%$ ³⁹⁾、 $(0.3 \pm 1.0)\%$ ⁴⁰⁾などと報告されている。

第6節 Weak & 崩壊

$\Sigma^+ \rightarrow p + \gamma$ という崩壊が Bayin 等によって観測され、それの $\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^+$ 崩壊に対する比が

$$\Gamma(\Sigma^+ \rightarrow p + \gamma) / \Gamma(\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^+) = (0.37 \pm 0.08) \times 10^{-2} \quad (6-1)$$

と報告された。³⁶⁾ このような崩壊は光子の放出を伴なつており、しかも strangeness の変化を引起しているので、電磁的相互作用と弱い相互作用の双方が関与していると考えられ、weak & decay と呼ばれる。 Tanaka³⁷⁾ は octet current の $\Delta S=1$ 、 $\Delta Q=0$ 成分を使ってこのような崩壊について論じたが、そのような取り扱いでは反応の前後にかけた荷電スピノンの変化を $1/2$ に限ることになる。しかし、弱い相互作用が $\Delta I=1/2$ 選択則に従つていさえしても、電磁的相互作用は $\Delta I=1$ であるから、 weak & decay では一般に $\Delta I \leq 1/2$ と考えられ、 $\Delta I=1/2$ の転移

を無視する理由はないはずである。

我々の模型では、(3.3,4)、(4.1,2)式との類似性から weak & decay に寄与する相互作用は次式で与えられるもとを仮定する。

$$H^W = \int J_\mu^{WY} A_\mu + h.c. \quad (6.1)$$

$$J_\mu^{WY} = (j_\mu^{8A})_{1/2}^\circ + (j_\mu^{8S})_{1/2}^\circ + i[(j_\mu^{10})_{1/2}^\circ + (j_\mu^{10*})_{1/2}^\circ]$$

$$+ i[(j_\mu^{10})_{1/2}^\circ - (j_\mu^{10*})_{1/2}^\circ] + (g_\mu^{8A})_{1/2}^\circ + (g_\mu^{8S})_{1/2}^\circ \quad (6.2)$$

ここで \int は結合定数である。

$|J_\mu^{WY}|$ の $\pi \rightarrow 3$ baryon 状態 B, B' に関する matrix element は、今我々が取り扱っているよった。実際に光子が放出される過程では、次のようにな書かれ^{*}る。

$$\langle B'(p') | J_\mu^{WY} | B(p) \rangle = \bar{u}'(p') (F_2^{BB'}(k^2) + Y_3 G_2^{BB'}(k^2))$$

$$+ i \sigma_{\mu\nu} k_\nu u(p)/2m_p,$$

(6.3)

*): 118°-ジの脚注参照。

但し、 $k_\mu = p_\mu - p'_\mu$ である。 $F_2^{BB'}(k^2)$ 及び $G_2^{BB'}(k^2)$ は再び $F_2^\alpha(k^2)$ ($\alpha \neq 8^A, 8^S, 10^A$) 及び $G_2^\alpha(k^2)$ ($\alpha = 8^A, 8^S$) の一次結合で与えられる。 (6.3) 式から、過程 $B \rightarrow B' + \gamma$ の崩壊確率は次のようになる。

$$\Gamma(B \rightarrow B' + \gamma) = \frac{f^2}{4\pi} (|F_2^{BB'}(0)|^2 + |G_2^{BB'}(0)|^2) \times \left(\frac{m_B + m_{B'}}{m_B}\right)^3 \left(\frac{m_B + m_{B'}}{2m_p}\right)^3 m_p. \quad (6.4)$$

数値計算に際しては、 $G_2^\alpha(0)$ を G^α と等しい ($(4.1+4)$ 式) と与えられた値に、 (5.3) 式で定義された y を $y = z$ と同様に x に等しい 0.33 を取ることにする。すると、 (6.1) 式の実験値を再現するよう結合定数 f を決めるこことによって、すべての weak & decay の確率及び分岐比が計算できる。

得られた結果を $<\text{表 } 5>$ にかかげた。表から

表 5

$\Lambda \rightarrow h\gamma$ 、 $\Xi \rightarrow \Sigma \gamma$ の崩壊比が観測されやすいものと予想される。

第4節 結論

我々は hadron, 電磁的相互作用及び semi-leptonic な弱い相互作用の間の類似性に注目して, これら双方の相互作用がいずれも T-inv. を破るという新しい可能性を考え, baryon 及び meson の 8 重項模型の立場から, octet に属する hadron current を共に, decuplet に属する hadron current をも同時に導入して, baryon 及び meson の電磁的形狀因子の再分析を行ない色々な崩壊過程の確率や分歧比を計算した。我々の理論の特徴及び得られた主な結果を, 従来の理論との対比において, 次に整理・要約する。

1) decuplet current を考えることによって, 電磁的相互作用に C-inv. の破れが自然に導入され, 崩壊 $\pi \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ における π^+ と π^- のエネルギー分布の間の非対称性が定性的に理解できる。又, 崩壊 $\pi \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$ が光子 1 個の中間状

態を経て起こり得ることになり、その分子比は $\sim 10^3$ 程度と予想される。(第2, 3, 5節)

これに対して、current to octet に属するものに限る従来の理論では、電磁的相互作用における C-inv. の破れの可能性が理解しがたい。

2) 電磁的形状因子の間に (3.9), (3.10), (3.16) 式のような新しい関係式が導かれ。陽子、中性子及び Λ 粒子の磁気能率の実験値を用いて、他のすべての baryon の磁気能率に関する予想値が得られる(表3)が、 Σ^+ 粒子について得られた値は最近の実験値とよく一致を示してい。

3. (第3節)

もし、current to octet に属するものに限ると、形状因子に関してもっときつい関係式、たゞえば (3.16) 式の各辺がそれぞれ 0 に等しいという関係式が得られ、実験データーとの間に χ^2 が生ずる。

3) $K^0 \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu_e$ 崩壊をめぐって理論的・実験的にその可能性が指摘されてる複雑な現象 ($\Delta S = -\Delta Q$ 転移や Sachs の意味における PC-inv. の

破れなど)を取り扱うことが、decuplet current の導入によって可能となる。しかし、我々の semi-leptonic な相互作用 (4.1), (4.2) は、 $\Delta S = -\Delta Q$ 転移の存在にもかかわらず、 $\Delta I = \frac{1}{2}$ 選択則から期待され実験にもよく合う関係式 (4.10) に導く。(第4節)

Cabibbo の理論のように、current が octet に属するものに限ると、 $\Delta S = -\Delta Q$ 転移、可能性が初めから排除される。又、 $\Delta S = -\Delta Q$ current を普通のやり方で導入したのでは、(4.10) の関係式は得られない。

4) decuplet current の semi-leptonic な種々の崩壊過程への寄与は、octet current のと用いた Cabibbo の理論の結果を、全般により実験値に近づける方向に補正する (表4)。(第4節)

5) 電磁的相互作用及び弱い相互作用の双方が関与している weak & decay で本来無視でき $\Delta I = \frac{1}{2}$ 転移の効果が、decuplet current からの寄与として形で考慮される。崩壊確率、分歧比について得られた結果 (表5) から、 $\Lambda \rightarrow$

$n + \gamma$ 、 $\pi^- \rightarrow \Sigma^- + \gamma$ などの過程は、比較的観測されや多いものと予想される。(第6節)

尚、電磁的形状因子に関する第3節の分析結果、即ち上記の結論²⁾¹⁾は、 $(j_\mu^{pA})^\chi$ 、 $(j_\mu^{ps})^\chi$ 及び $(j_\mu^{pS})^\chi$ に基づくものであつて、電磁的相互作用における C-imb. の破れの問題とは切り離して、baryon の磁気能率、測定などを通じ、その当否が実験的に判定できるものである。

最後に、decuplet current を導入する二つの意味や必要性などについて、更に進んだ理論的考察と実験的検証が必要であることは論を待たないにして、octet currentだけではきなかつた、或いは不十分であった、電磁的相互作用及び弱い相互作用の双方においてその可能性が指摘されて、T-imb. の破れなど複雑な諸現象の記述が、decuplet current の導入によって可能となることを強調したい。

x x x x

終始御親切な御指導を頂いた内山教授並びに佐藤先生に感謝之意を表します。

附錄 8重項模型:

Baryon & Meson の Current

荷電不変の理論だけ、陽子と中性子を荷電スピン $\frac{1}{2}$ の 2 重項に、π 中間子 (π^+ , π^-) を荷電スピン 1 の 3 重項に分類し、その間に働く核力を与える相互作用が荷電不変性（即ち $SU(2)$ 群の変換に対する不変性）を満たすことを考えたのであったが、更に strangeness (= 3 量子数) を含む得るさうに群を拡張して $U(3)$ 又は $SU(3)$ 群を考えることで、数多く発見された素粒子との共鳴状態の分類や相互作用を記述するに、非常に有力であることがわかつて来た。こゝでは 8 重項模型の立場に立て、本文の議論に關係のある事項を記す。

8 重項模型 (octet model)¹⁰⁾ では、スピン $\frac{1}{2}$ のハリティ $- (+)$ の 8 つの baryon 及びスピン 0 のハリティ $- (-)$ の 8 つの pseudoscalar meson (<表 2>を参照) をいずれも $SU(3)$ 群の 8 重項に属する

ものと考える。それらは跡が 0 の 3 行 3 列の行列にまとめることができる。

$$B = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}}\Sigma^0 + \frac{1}{\sqrt{6}}\Lambda & \Sigma^+ & p \\ \Sigma^- & -\frac{1}{\sqrt{2}}\Sigma^0 + \frac{1}{\sqrt{6}}\Lambda & n \\ \Xi^- & \Xi^0 & -\frac{2}{\sqrt{6}}\Lambda \end{pmatrix}, \quad (A.1)$$

$$M = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}}\pi^0 + \frac{1}{\sqrt{6}}\eta & \pi^+ & K^+ \\ \pi^- & -\frac{1}{\sqrt{2}}\pi^0 + \frac{1}{\sqrt{6}}\eta & K^0 \\ K^- & K^0 & -\frac{2}{\sqrt{6}}\eta \end{pmatrix}. \quad (A.2)$$

これらは $SU(3)$ の変換

$$U = 1 + \frac{i}{2} \sum_{a=1}^8 \epsilon_a \lambda_a \quad (A.3)$$

$$U^\dagger U = UU^\dagger = 1, \quad \det |U| = 1$$

$U = F(\epsilon)$

$$B \rightarrow B' = UBU^\dagger = B + \frac{i}{2} \sum_{a=1}^8 \epsilon_a [\lambda_a, B]$$

(A.4)

$$M \rightarrow M' = UMU^\dagger = M + \frac{i}{2} \sum_{a=1}^8 \epsilon_a [\lambda_a, M]$$

と変換される。ここで ϵ_a は変換の無限小パラメータで、 λ_a ($a=1, 2, \dots, 8$) は $SU(2)$ の 8 かけた荷電スピノン行列 τ_a ($a=1, 2, 3$) に相当する。跡

が 0 の 3 行 3 列の $\gamma = \gamma^{\dagger} - \text{スピン行列} \gamma$ と呼ばれるものであって、その具体的な形及びそれが満たす交換関係などは Gell-Mann の論文¹⁰⁾に与えられてある。

Baryon-antibaryon-meson から成る系の Lagrangian は次のようにな書かれ^{10), 20)}る：

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_F + \mathcal{L}_I + \mathcal{L}'_I, \quad (A.5)$$

$$\mathcal{L}_F = -\frac{1}{2} \text{Tr} (\bar{B} Y_\mu \partial_\mu B - \partial_\mu \bar{B} Y_\mu B) - m \text{Tr} (\bar{B} B)$$

$$-\frac{1}{2} \text{Tr} (\partial_\mu M \partial_\mu M) - \frac{1}{2} \mu^2 \text{Tr} (M M)$$

(A.6)

$$\mathcal{L}_I = g_F \text{Tr} (\bar{B} Y_S B M - \bar{B} Y_S M B) + g_D \text{Tr} (\bar{B} Y_L B M + \bar{B} Y_L M B), \quad (A.7)$$

但し $\bar{B} = B^\dagger \gamma_4$ 。上のようにも与えられた $\mathcal{L}_F + \mathcal{L}_I$ が $SU(3)$ 交換に対して不变であることは (A.4) を使ってたやすく確かめられるが、それは共通な質量 m を持つ baryon とゼロ共通な質量 μ を持つ meson から成る系を記述しているに過ぎない。現実の baryon 同志及 \bar{v} meson

同志の間には <表2> に見る如くかなり大きな質量差が存在するので、SU(3) 対称性は当然近似的なものである。このようだ対称性を破る効果はすべて χ' が担ってあると考える。

上の Lagrangian から baryon & meson について次の運動方程式が得られる。

$$(\gamma_{\mu} \gamma_{\mu} + m) B = \bar{J}_B + \bar{J}'_B$$

$$(-\gamma_{\mu}^T \partial_{\mu} + m) \bar{B} = \bar{J}_B + \bar{J}'_B \quad (A.8)$$

$$(-\square + \mu^2) M = J_M + J'_M,$$

但し

$$(J_B)_i^j \equiv \partial \mathcal{L}_I / \partial \dot{B}_i^j, \quad (\bar{J}'_B)_i^j \equiv \partial \mathcal{L}'_I / \partial \dot{B}_i^j;$$

$$(\bar{J}_B)_i^j \equiv \partial \mathcal{L}_I / \partial B_i^j, \quad (\bar{J}'_B)_i^j \equiv \partial \mathcal{L}'_I / \partial B_i^j;$$

$$(J_M)_i^j \equiv \partial \mathcal{L}_I / \partial M_i^j, \quad (J'_M)_i^j \equiv \partial \mathcal{L}'_I / \partial M_i^j.$$

(A.7)式から J_B , \bar{J}_B 及び J_M は具体的には次のようなものである:

$$J_B = g_F Y_5 (BM - MB) + g_D Y_5 (BM + MB)$$

$$\bar{J}_B = g_F (M\bar{B} - \bar{B}M) Y_5 + g_D (M\bar{B} + \bar{B}M) Y_5 \quad (A.9)$$

$$J_M = g_F (\bar{B} Y_S B - B Y_S^T \bar{B}) + g_D (\bar{B} X_S B + B X_S^T \bar{B})$$

又、 $\mathcal{L}_F + \mathcal{L}_D$ は変換 (A.4) に対して不変であるから、次式で与えられる current は \mathcal{L}_F を無視する近似で保存する (Nether の定理)⁴⁰⁾:

$$j_\mu^{(a)} = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu B_i^j)} i[\lambda_a, B]_j^i + \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \bar{B}_j^i)} i[\lambda_a, \bar{B}]_j^i + \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu M_i^j)} i[\lambda_a, M]_j^i. \quad (A.10)$$

これは簡単な計算で次のようになることがわかる。

$$j_\mu^{(a)} = i \text{Tr}((\bar{B} Y_\mu B - B Y_\mu^T \bar{B}) \lambda_a) + i \text{Tr}((\partial_\mu M M - M \partial_\mu M) \lambda_a). \quad (A.10')$$

この形からわかるように、この current は反対称な 8 次元表現に従って変換され、まさに本文で $j_\mu^{(a)}$ と書いたものに外ならぬ^{*}。しかしこの $j_\mu^{(a)}$ 即ち $j_\mu^{(a)}$ が保存する current であるの

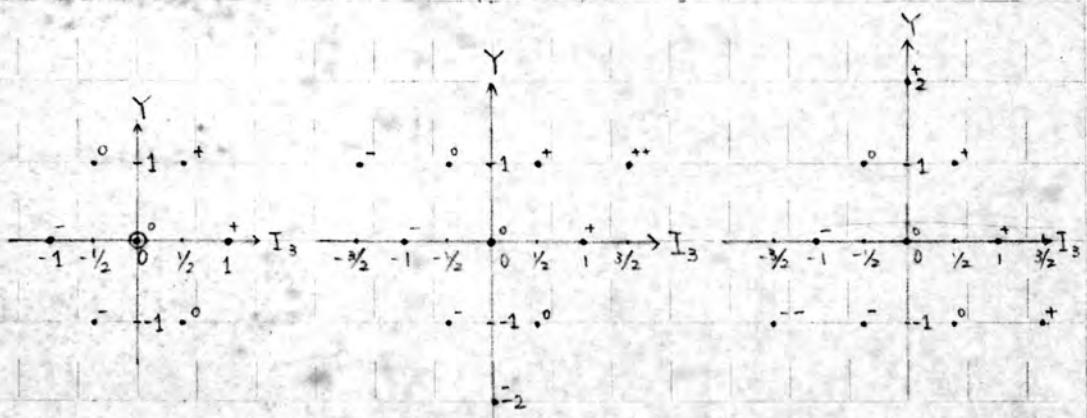
* $j_\mu^{(a)}$ が \mathcal{L}_F を無視する近似で保存すること、即ち $\partial_\mu j_\mu^{(a)}$ を満たすことは、運動方程式 (A.8) 及び (A.9) を用いてあからさまに示すことができる。

は、あくまで γ を無視する近似に止めて
あること、しかも γ は現実の粒子間の
質量差を与える、元来無視し得ない重要な役
割を担っているものであることを強調したい。

ところで、 $2 - \alpha$ 次元既約表現の直積は

$$8 \times 8 = 1 + 8_A + 8_S + 10 + 10^* + 27$$

に従って既約分解されるので、baryon 及び meson
の current として、一般にはこれら。各表現に
従って変換するものを考えさせながらさるが、
我々は本文で、octet ($8_A, 8_S$) 及び decuplet ($10, 10^*$) として変換するものを考へたのであ
る。これら。各表現の荷電スピン及び超荷電
に関する構造を次に図示す。



8次元表現

10次元表現

10*次元表現

<図1> $8, 10, 10^*$ 各次元表現の構造

最後に本文で用いた baryon current の具体的な形をかかげよう。

電磁的相互作用に関するもの。

$$(j_\mu^{8A})^0 = \sqrt{\frac{3}{2}} [(-\bar{E}^-\bar{\Xi}^- + \bar{p}\bar{p}) - (\bar{\Xi}^0\bar{\Xi}^0 - \bar{n}\bar{n})]$$

$$(j_\mu^{8A})_1 = \sqrt{\frac{1}{2}} [(-\bar{E}^-\bar{\Xi}^- + \bar{p}\bar{p}) + (\bar{\Xi}^0\bar{\Xi}^0 - \bar{n}\bar{n}) + 2(\bar{\Sigma}^-\bar{\Sigma}^- + \bar{\Sigma}^+\bar{\Sigma}^+)]$$

$$(j_\mu^{8S})^0 = \sqrt{\frac{1}{6}} [(-\bar{E}^-\bar{\Xi}^- + \bar{p}\bar{p}) - (\bar{\Xi}^0\bar{\Xi}^0 + \bar{n}\bar{n}) - 2(\bar{\Sigma}^-\bar{\Sigma}^- - \bar{\Sigma}^0\bar{\Sigma}^0 - \bar{\Sigma}^+\bar{\Sigma}^+ + \bar{\Lambda}\bar{\Lambda})]$$

$$(j_\mu^{8S})_1 = \sqrt{\frac{1}{2}} \left\{ -(-\bar{E}^-\bar{\Xi}^- + \bar{p}\bar{p}) - (\bar{\Xi}^0\bar{\Xi}^0 + \bar{n}\bar{n}) + \frac{2}{\sqrt{3}} (\bar{\Sigma}^0\bar{\Lambda} + \bar{\Lambda}\bar{\Sigma}^0) \right\}$$

$$(j_\mu^{10})^0 = \sqrt{\frac{1}{2}} [(-\bar{E}^-\bar{\Xi}^- + \bar{p}\bar{p}) + (\bar{\Xi}^0\bar{\Xi}^0 - \bar{n}\bar{n}) + (-\bar{\Sigma}^-\bar{\Sigma}^- + \bar{\Sigma}^+\bar{\Sigma}^+) + \sqrt{3} (\bar{\Sigma}^0\bar{\Lambda} - \bar{\Lambda}\bar{\Sigma}^0)]$$

$$(j_\mu^{10})_1 = \sqrt{\frac{1}{2}} [(-\bar{E}^-\bar{\Xi}^- + \bar{p}\bar{p}) + (\bar{\Xi}^0\bar{\Xi}^0 - \bar{n}\bar{n}) + (-\bar{\Sigma}^-\bar{\Sigma}^- + \bar{\Sigma}^+\bar{\Sigma}^+) + \sqrt{3} (\bar{\Sigma}^0\bar{\Lambda} - \bar{\Lambda}\bar{\Sigma}^0)]$$

従って

$$(j_\mu^{8A})^Y \equiv \frac{1}{\sqrt{2}} (j_\mu^{8A})^0 + \frac{1}{\sqrt{6}} (j_\mu^{8A})_1$$

$$= (-\bar{\Xi}^-\bar{\Xi}^- + \bar{p}\bar{p}) + (-\bar{\Sigma}^-\bar{\Sigma}^- + \bar{\Sigma}^+\bar{\Sigma}^+)$$

$$(j_\mu^{8S})^Y \equiv \frac{1}{\sqrt{2}} (j_\mu^{8S})^0 + \frac{1}{\sqrt{6}} (j_\mu^{8S})_1$$

$$= \frac{1}{3} (-\bar{E}^-\bar{\Xi}^- + \bar{p}\bar{p}) - \frac{2}{3} (\bar{\Xi}^0\bar{\Xi}^0 + \bar{n}\bar{n}) - \frac{1}{3} (-\bar{\Sigma}^-\bar{\Sigma}^- - \bar{\Sigma}^0\bar{\Sigma}^0 + \bar{\Sigma}^+\bar{\Sigma}^+ + \bar{\Lambda}\bar{\Lambda}) + \sqrt{\frac{1}{2}} (\bar{\Sigma}^0\bar{\Lambda} + \bar{\Lambda}\bar{\Sigma}^0)$$

$$(j_\mu^{10S})^Y \equiv \frac{1}{\sqrt{2}} [(j_\mu^{10})^0_1 + (j_\mu^{10})^0_1]$$

$$= (-\bar{E}^-\bar{\Xi}^- + \bar{p}\bar{p}) + (\bar{\Xi}^0\bar{\Xi}^0 - \bar{n}\bar{n}) - (-\bar{\Sigma}^-\bar{\Sigma}^- + \bar{\Sigma}^+\bar{\Sigma}^+)$$

$$(j_\mu^{10A})^Y \equiv \frac{i}{\sqrt{2}} [(j_\mu^{10})^0_1 - (j_\mu^{10})^0_1] = -\sqrt{3} i (\bar{\Sigma}^0\bar{\Lambda} - \bar{\Lambda}\bar{\Sigma}^0)$$

*1) 位相空間 de Sitter のそれは従う。又、Dirac 行列 γ_μ を省略。Axial vector current $(j_\mu^N)_1^0$ は $\gamma_5 \neq \gamma_\mu$ が $\gamma_\mu \gamma_5$ に置きかねて得た形で $(j_\mu^N)_1^0$ と全く同じ。

弱い相互作用に関与するもの

$$|\Delta S=0\rangle \text{ の } \psi$$

$$|\langle j_\mu^{(8^A)} \rangle_1| = |(\Xi^0\Xi^- + \bar{p}n) + \sqrt{2}(\bar{\Sigma}^0\Sigma^- - \bar{\Sigma}^+\Sigma^+)$$

$$|\langle j_\mu^{(8^S)} \rangle_1| = -(\Xi^0\Xi^- - \bar{p}n) + \sqrt{\frac{2}{3}}(\bar{\Sigma}^+\Lambda + \bar{\Lambda}\Sigma^-)$$

$$|\langle j_\mu^{(10)} \rangle_1| = |(\Xi^0\Xi^- + \bar{p}n) - \sqrt{\frac{1}{2}}(\bar{\Sigma}^0\Sigma^- - \bar{\Sigma}^+\Sigma^+) - \sqrt{\frac{5}{2}}(\bar{\Sigma}^+\Lambda - \bar{\Lambda}\Sigma^-)$$

$$|\langle j_\mu^{(10^*)} \rangle_1| = |(\Xi^0\Xi^- + \bar{p}n) + \sqrt{\frac{1}{2}}(\bar{\Sigma}^0\Sigma^- - \bar{\Sigma}^+\Sigma^+) + \sqrt{\frac{3}{2}}(\bar{\Sigma}^+\Lambda - \bar{\Lambda}\Sigma^-)$$

$$|\Delta S=-1\rangle \text{ の } \psi$$

$$|\langle j_\mu^{(8^A)} \rangle_2| = \sqrt{\frac{1}{2}}(\bar{\Sigma}^0\Xi^- + \bar{p}\Sigma^0) + (\bar{\Sigma}^+\Xi^- + \bar{n}\Sigma^-) + \sqrt{\frac{3}{2}}(\bar{\Lambda}\Xi^+ + \bar{p}\Lambda)$$

$$|\langle j_\mu^{(8^S)} \rangle_2| = \sqrt{\frac{1}{2}}(\bar{\Sigma}^0\Xi^+ - \bar{p}\Sigma^0) + (\bar{\Sigma}^+\Xi^+ + \bar{n}\Sigma^-) - \sqrt{\frac{1}{6}}(\bar{\Lambda}\Xi^+ - \bar{p}\Lambda)$$

$$|\langle j_\mu^{(10)} \rangle_2| = +\sqrt{\frac{1}{2}}(\bar{\Sigma}^0\Xi^- + \bar{p}\Sigma^0) + (\bar{\Sigma}^+\Xi^- - \bar{n}\Sigma^-) + \sqrt{\frac{3}{2}}(\bar{\Lambda}\Xi^- + \bar{p}\Lambda)$$

$$|\langle j_\mu^{(10^*)} \rangle_2| = \sqrt{2}(\bar{\Xi}^0\Xi^- + \bar{p}\Sigma^0) + (\bar{\Sigma}^+\Xi^0 - \bar{n}\Sigma^-)$$

$$|\langle j_\mu^{(10^*)} \rangle_2^+| = \sqrt{3}(+\bar{\Sigma}^-\Xi^0 + \bar{n}\Sigma^+)$$

Weak γ decays に関与するもの ($|\Delta S=-1\rangle$)

$$|\langle j_\mu^{(8^A)} \rangle_2^0| = (-\bar{\Sigma}^-\Xi^- - \bar{p}\Sigma^+) - \sqrt{\frac{1}{2}}(\bar{\Sigma}^0\Xi^0 - \bar{n}\Sigma^0) + \sqrt{\frac{3}{2}}(\bar{\Lambda}\Xi^0 + \bar{n}\Lambda)$$

$$|\langle j_\mu^{(8^S)} \rangle_2^0| = (-\bar{\Sigma}^-\Xi^- + \bar{p}\Sigma^+) - \sqrt{\frac{1}{2}}(\bar{\Sigma}^0\Xi^0 + \bar{n}\Sigma^0) - \sqrt{\frac{1}{6}}(\bar{\Lambda}\Xi^0 + \bar{n}\Lambda)$$

$$|\langle j_\mu^{(10)} \rangle_2^0| = +(-\bar{\Sigma}^-\Xi^- - \bar{p}\Sigma^+) + \sqrt{\frac{1}{2}}(\bar{\Sigma}^0\Xi^0 - \bar{n}\Sigma^0) + \sqrt{\frac{3}{2}}(\bar{\Lambda}\Xi^0 - \bar{n}\Lambda)$$

$$|\langle j_\mu^{(10^*)} \rangle_2^0| = (-\bar{\Sigma}^-\Xi^- + \bar{p}\Sigma^+) + \sqrt{2}(\bar{\Sigma}^0\Xi^0 + \bar{n}\Sigma^0)$$

引用文献

- 1) T.D. Lee and C.N. Yang, Phys. Rev. 104 (1956), 254.
- 2) C.S. Wu et al., Phys. Rev. 105 (1957), 1413.
- 3) T.D. Lee, R. Oehme and C.N. Yang, Phys. Rev. 106 (1957), 340.
J.D. Jackson, S.B. Treiman and H.W. Wyld, Phys. Rev. 106 (1957), 517.
- 4) G. Lüders, Kgl. Danske Videnskab. Selskab, Mat.-fys. Medd. 28, No.5 (1954).
W. Pauli, "Niels Bohr and the Development of Physics" (Pergamon Press, London, 1955), p.30.
- 5) J.H. Christenson et al., Phys. Rev. Lett. 13 (1964), 138.
- 6) W. Galbraith et al., Phys. Rev. Lett. 14 (1965), 383.
X. de Bouard et al., Phys. Lett. 15 (1965), 58.
V.L. Fitch et al., Phys. Rev. Lett. 15 (1965), 93.
C. Aeff-Steinberger et al., Phys. Lett. 20 (1966), 207.
M. Bott-Bodenhausen et al., Phys. Lett. 20 (1966), 212, 23 (1966), 277.
- 7) R.F. Sachs, Phys. Rev. Lett. 13 (1964), 286.
- 8) M. Baldo-Ceolin et al., Nuovo Cim. 38 (1965), 684.
B. Aubert et al., Phys. Lett. 17 (1965), 59.
- 9) P. Franzini et al., Phys. Rev. 140 (1965), B127.
- 10) N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. 10 (1963), 531.

- 10) M. Gell-Mann, Phys. Rev. 125 (1962), 1067.
- 11) Y. Néeman, Nucl. Phys. 26 (1961), 222.
- 11) S.Y. Tsai, Prog. Theor. Phys. 35 (1966), 745.
- 12) J. Bernstein, G. Feinberg and T.D. Lee, Phys. Rev. 139 (1965), B1650.
- 13) C. Baltay et al., Phys. Rev. Lett. 16 (1966), 1224.
Columbia-Berkeley-Purdue-Wisconsin-Tale Collaboration,
Phys. Rev. 149 (1966), 1044.
- 14) E. C. Fowler et al., Bull. Am. Phys. Soc. 11 (1966), 380.
- 14) A.M. Chodos, Phys. Lett. 22 (1966), 546.
- 15) V.L. Fitch, Rapporteur's Talk at the 8th International
Conference on High Energy Physics, Berkeley, 1966.
- 16) R.P. Feynman and M. Gell-Mann, Phys. Rev. 109 (1958), 193.
- 17) D. Horn and Y. Néeman, Nuovo Cim. 29 (1963), 760; 31 (1964), 879.
- 18) R. Hofstadter et al., Rev. Mod. Phys. 30 (1958), 482.
- 18) K.W. Chen et al., Phys. Rev. 141 (1966), 1298.
- 19) C.W. Akerlof et al., Phys. Rev. Lett. 16 (1966), 147.
- 20) S. Coleman and S.L. Glashow, Phys. Rev. Lett. 6 (1961), 422.
- 21) A.H. Rosenfeld et al., Rev. Mod. Phys. 37 (1965), 683.
- 22) V. Cook et al., Phys. Rev. Lett. 17 (1966), 223.
- 23) R.W. Birge et al., Phys. Rev. 139 (1965), B1600.

- 24) R. Bacastow et al., Phys. Rev. 139 (1965), B407.
- 25) W. Willis et al., Phys. Rev. 136 (1964), B1791.
- 26) T. K. Tsai, G. H. Trilling, Proceedings of the international Conference on Weak Interaction, Argonne, 1965.
- 27) S. N. Tsai, Prog. Theor. Phys. 35 (1966), 281.
- 28) S. Weinberg, Phys. Rev. 112 (1958), 1375.
- 29) P. Singer, Phys. Rev. 139 (1965), B423.
- 30) K. Hiida and T. Sakuma, INS-Report 99 (1966).
- 31) R. H. Dalitz, Lecture at the 2nd Tokyo Summer Institute of Theoretical Physics (1966).
- 32) G. Feinberg, Phys. Rev. 140 (1965), B1402.
- 33) C. Baglini et al., Phys. Lett. 23 (1966), 219.
- 34) T. D. Lee, Phys. Rev. 139 (1965), B1415.
- 35) B. Barret, M. Jacob, M. Nauenberg and T. N. Truong, Phys. Rev. 141 (1966), 1342.
- 36) M. Bazin et al., Phys. Rev. Lett. 14 (1965), 154.
- 37) K. Tanaka, Phys. Rev. 140 (1965), B463.
- 38) de Swart, Rev. Mod. Phys. 35 (1963), 916.
- 39) T. K. Tsai, 武田晚・宮沢弘成“素粒子物理学”(裏章房), §11.6 参照
- 40) T. K. Tsai, D. Horn, Ann. Phys. 32 (1965) 444 及び文献 17) 参照。

<表1> 素粒子の相互作用とその選択則及び
P.C.T各変換に対する性質

相互作用と関与する粒子		選択則	P	C	T	PCT
強い相互作用	hadron	$\Delta S=0, \Delta I=0$	○	○	○	○
電磁的相互作用	hadron \times 光子	$\Delta S=0, \Delta I \leq 1$	○	?	?	○
	lepton \times 光子		○	○	○	○
弱い相互作用	(non-leptonic) hadron	$\Delta S=1, \Delta I=\frac{1}{2}$	×	×	OX	○
	(semi-leptonic) hadron \times lepton	$\Delta S=0, \Delta I=1$				
	(pure-leptonic) lepton	$\Delta S=\pm \Delta Q, \Delta I=\frac{1}{2}, \frac{3}{2}$	×	×	?	○
			×	×	○	○

(注)

P: 空間反転, C: 荷電共軸, T: 時間反転; Q: 荷電, I: 荷電スピン, S: strangeness

○: 不対称性が成り立っているもの

×: 不対称性が破れているもの

OX: 異なる見方があるもの

?: 二論文で問題にしているもの

<表2> Baryon族及びMeson族—その量子数と質量

超荷電(Y)	1		0		-1	
荷電スピン(I)	$\frac{1}{2}$		1		0	$\frac{1}{2}$
その第3成分(I ₃)	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	1	0	-1	$\frac{1}{2}$
Baryon族	P	n	Σ^+	Σ^0	Σ^-	Λ
その質量(Mev)	938.256	939.550	1189.31	1192.3	1197.20	1115.44
Meson族	K^+	K^0	π^+	π^0	π^-	η
その質量(Mev)	493.78	497.7	134.580	134.974	139.580	548.8
						497.7
						493.78

<表3> Baryon の異常磁気能率 (単位 $e/2m_p$)

	P	n	Σ^+	Σ^0	Σ^-	Λ	Ξ^0	Ξ^-
本論の結果	1.79	-1.91	0.89	0.73	0.57	-0.73	-1.01	-0.33
current を octet に限った場合	1.79	-1.91	1.79	0.96	0.12	-0.96	-1.91	0.12

<表4> Semi-leptonic $\bar{\Lambda}$ の崩壊の分岐比

過程	$F^{BB'}$	$G^{BB'}$	分岐比			
			理論値 $x=0$ の場合	$x=0.33$ の場合	実験値 ^{**}	
$\Lambda \rightarrow p e \bar{\nu}_e$	$\sqrt{\frac{3}{2}}(F^8{}^A + F^{10})$	$\sqrt{\frac{3}{2}}(1 + \frac{x}{3}i)$	$\sqrt{\frac{3}{2}}(G^8{}^A + \frac{1}{3}G^{8S})$	0.91×10^{-3}	0.915×10^{-3}	$(1.0 \pm 0.1) \times 10^{-3}$
$\Sigma^- \rightarrow n e \bar{\nu}_e$	$F^8{}^A - F^{10} - F^{10*}$	1	$G^8{}^A - G^{8S}$	1.32×10^{-3}	$(1.39 \pm 0.2) \times 10^{-3}$	
$\Sigma^- \rightarrow \Lambda e \bar{\nu}_e$	$\sqrt{\frac{3}{2}}(F^8 - F^{10})$	$\sqrt{\frac{2}{3}}x i$	$\sqrt{\frac{2}{3}}G^{8S}$	0.61×10^{-4}	0.65×10^{-4}	$(0.75 \pm 0.28) \times 10^{-4}$
$\Xi^- \rightarrow \Lambda e \bar{\nu}_e$	$\sqrt{\frac{3}{2}}(F^8{}^A + F^{10})$	$\sqrt{\frac{3}{2}}(1 + \frac{x}{3}i)$	$\sqrt{\frac{3}{2}}(G^8{}^A - \frac{1}{3}G^{8S})$	0.65×10^{-3}	0.66×10^{-3}	$(2.4 \pm 1.4) \times 10^{-3}$
$\Gamma(\Sigma^+ \rightarrow n e^+ \bar{\nu}_e) / \Gamma(\Sigma^- \rightarrow n e \bar{\nu}_e)$			0	7.4%	$< 12\%$	
$\Gamma(\Sigma^+ \rightarrow \Lambda e^+ \bar{\nu}_e) / \Gamma(\Sigma^- \rightarrow \Lambda e \bar{\nu}_e)$			0.61		$0.9^{+0.5}_{-0.4}$	

* $F^8{}^A = 1, F^{10} = -F^{10*} = ix/3$ と選んだときの $F^{BB'}$. ** 文献 25) からの引用.

<表5> Weak γ decays の確率と分岐比

過程	$F_2^{BB'}$	$G_2^{BB'}$	確率(sec ⁻¹)	分岐比
$\Lambda \rightarrow n + \gamma$	$-\sqrt{\frac{3}{2}}(F_2^8 + \frac{1}{3}F_2^{8S} + F_2^{10S} + iF_2^{10A})$	$-\sqrt{\frac{3}{2}}(G_2^8{}^A + \frac{1}{3}G_2^{8S})$	1.9×10^7	4.9×10^{-3}
$\Sigma^+ \rightarrow p + \gamma$	$-(F_2^8{}^A - F_2^{8S} - 2iF_2^{10A})$	$-(G_2^8{}^A - G_2^{8S})$	2.4×10^7	1.9×10^{-3}
$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma$	$\sqrt{\frac{1}{2}}(F_2^8{}^A - F_2^{8S} - 3F_2^{10S} + iF_2^{10A})$	$\sqrt{\frac{1}{2}}(G_2^8{}^A - G_2^{8S})$	4.0×10^7	$< 4.0 \times 10^{-7}$
$\Xi^0 \rightarrow N + \gamma$	$\sqrt{\frac{3}{2}}(F_2^8{}^A - \frac{1}{3}F_2^{8S} + F_2^{10S} + iF_2^{10A})$	$\sqrt{\frac{3}{2}}(G_2^8{}^A - \frac{1}{3}G_2^{8S})$	1.1×10^6	3.4×10^{-4}
$\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ + \gamma$	$-\sqrt{\frac{1}{2}}(F_2^8{}^A + F_2^{8S} - 3F_2^{10S} + iF_2^{10A})$	$-\sqrt{\frac{1}{2}}(G_2^8{}^A + G_2^{8S})$	2.8×10^6	8.5×10^{-4}
$\Xi^- \rightarrow \Sigma^0 + \gamma$	$-(F_2^8{}^A + F_2^{8S} - 2iF_2^{10A})$	$-(G_2^8{}^A + G_2^{8S})$	1.2×10^7	2.1×10^{-3}