

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変性の破れの分析
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	

Osaka University Knowledge Archive : OUKA

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

Osaka University

学位論文

電磁的相互作用及び弱い相互作用における
時間反転の不変性の破れの分析

学位申請者

原子核宇宙線学専攻 蔡 勝 義

第1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変性 (P-inv.) 及び荷電共軛に対する不変性 (C-inv.) が破れていることが、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変性 (T-inv.) 及び空間反転と荷電共軛の積変換に対する不変性 (PC-inv.) が成り立っているかどうかについても一応の疑いはもたれた³⁾ が、実験上の確証がこれまで見つからなかったことから、これらの不変性は成り立っているものと長く信じられて来た^{*)}。しかし、1964年に明らかに PC-inv.

*) 相互作用は、ある一定の条件を満足していれば、空間反転・荷電共軛・及び時間反転の積変換に対して不変である (PCT 定理)。又、実験的にも PCT-inv. はよく成り立っ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。

を破る崩壊 $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-^{*)}$ の「たしか」な証拠が発見され⁵⁾、しかもその後の追試でますますはつきり「たしか」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に至った。問題の焦点は、如何なる相互作用が PC-inv. 又は T-inv. を満たさないのであるか、又その破れの $K \rightarrow 2\pi$ 崩壊における現れが「たしか」小さいのか、ということにあった。

PC-inv. を破る崩壊 $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ が PC-inv. 「たしか」崩壊 $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ に対して $\sim 10^{-6}$ の割合で「たしか」に起って「たしか」という最初の実験報告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、寿命の短い方を K_S^0 、寿命の長い方を K_L^0 と記す。弱い相互作用が PC-inv. を破る「たしか」は、 K_L^0 の $\pi^+ \pi^-$ や $\pi^0 \pi^0$ 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を、荷電スピンの strangeness 等に関する選択則と共に、整理して 23 の $\langle 2, 1 \rangle$ のみになる。

$K \rightarrow 2\pi$ に直接関与する non-leptonic 弱相互作用では PC-inv. は成り立っていないが、 $K \rightarrow \pi e \nu$ 等に関与する semi-leptonic 弱相互作用において、選択則 $\Delta S = \Delta Q$ を満たすものと選択則 $\Delta S = -\Delta Q$ を満たすものとの間には 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 $K^0 \rightarrow 2\pi$ が小さくなる割合で起るのだけではないか、というのである。その後、この実験グループから $K \rightarrow \pi e \nu$ に関して Sachs の見解とある程度支持する分析結果が報告された⁸⁾。

ここで、Cabibbo⁹⁾ は先に、 $SU(3)$ 対称性にもとづく八重項模型 (octet model)^{*)},¹⁰⁾ を弱相互作用に適用して、semi-leptonic 崩壊が一般に小さく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. の破れなど K^0 中間子に関係した複雑な現象を扱うには、Cabibbo の導入した $SU(3)$

*) 附録参照。

群の 8 次元既約表現 (octet) に従って変換される current だけでは十分でなく、更に $10, 10^*, 27$ など高い次元の表現に従って変換する current が必要となって来る。我々は既に前の論文¹¹⁾で弱い相互作用に關与する vector current が octet の項と共に decuplet ($10, 10^*$ 次元) の項をも含むとの仮定に立って、semi-leptonic 崩壊を論じた。

最近になって、Bernstein, Feinberg & ν 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は現在までのところ何もなく、問題になって $\pi^+ \rightarrow \pi^0$ 及び C-inv. を破る電磁的相互作用的普通な PC-inv. 対弱い相互作用的補正的效果として、量的にも説明し得ることを強調し、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⁾ の γ - π^0 の $\gamma \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ 崩壊における π^+ と π^- のエネルギー分布を調べたところ、予期された非対称性が観測されたと報告され、Lee 等の説に一定の

実験上の根拠が与えられた形と行った。^{*}

ところで、octet model の場合、電磁的相互作用に参与する current も一般に octet に属するものと考えられているが、こゝでも current の変換性をこのように限ると、それの C 変換に対する性質も決まってしまう。電磁的相互作用に C-inv. の破れが導入できたいという困難に出会う。従って、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おうとするならば、こゝでも decuplet などの current を考える必要があるように思われる。しかも、電磁的 current が octet (正しくは反対称 octet, 即ち 8_A 次元表現^{**}) に従って変換すると考えられているのは、もちろん

*) これ以後、CERN の $U(6) \times U(6)$ 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たとはいえない。¹⁵⁾

**) こゝの 8次元表現の直積 (4次元) に既約分解がある。

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

こゝで 8_A 及び 8_S はそれぞれ反対称及び対称な 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 であることによるものであるが、現実にはその対称性はかなり大きく破れてゐることを考えるならば、少なくとも現象論的には、即ち effective な 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 の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ゐる、という可能性を考えた。兩者を平行に論ずるのには、もちろん $Gell-Mann-Feynman$ ¹⁶⁾ から Cabibbo⁹⁾ 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る。ここで $10, 10^*$ 次元と 27 次元のうち特に前者を考えたのは次の理由による。

- i) 8次元のより次、高い次元であること、
 ii) 粒子間の質量差と強い相互作用を無視する
 こと、 $10 \cdot 10^4$ 次元 current は、 8_1 のそれと
 同じくその反対称な性質のため、meson 部
 分も含めて保存する current であること、
 iii) $10 \cdot 10^4$ の2つの表現の組み合わせによる多
 称性から、次節に示すように、C-inv. の
 破れが電磁的相互作用に自然に導入でき
 ること。

本論文の目的は、hadron の電磁的相互作用
 及び ψ semi-leptonic な弱い相互作用に、octet
 current と共に decuplet current を導入すること
 によってもたらされる諸結果を調べることに
 ある。我々の付す予言で decuplet current
 を考えることにより電磁的相互作用に C-
 inv. の破れが自然に導入できることを示し、
 第3節で電磁的形因子 (form factor) について
 論ずるが、そこでは form factor の間に成り
 立ついろいろな新しい関係式が導かれるであ
 ろう。第4節では前の論文¹⁾で展開した semi-

leptonic 弱い相互作用に関する議論を、
 やや形をかえて顧みる。第5節では、前2節で
 きめられたパラメータの値を用いて、電磁
 的崩壊 $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma$ 、 $\eta \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ の確率を計算す
 る。第6節では、同じ考え方に沿って、電磁
 的相互作用と弱い相互作用の双方が関与して
 いる、hyperon の光子の放出を伴う崩壊（こ
 れを weak γ decay と呼ぶことにする）につ
 いて議論する。第7節を我々の模型の特徴的
 な諸結果の整理に当てる。最後に附録として、
 SU(3) 対称性に基づく 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2節 C-inv. の破れ の導入

SU(3) 群の N 重項に属し、荷電スピン I、荷電 Q をもつ current を $(j_{\mu}^N)_I^Q$ で表わす^{*)} ことにしよう。電磁的相互作用に関与する octet の current は次の通りである:

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

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

我々は更に decuplet の current を考えようというのであるが、電磁的相互作用に関与するものは、その選択則により、 $(j_{\mu}^{10})_1^0$ 及び $(j_{\mu}^{10^*})_1^0$ である。しかし、電磁的 current はエルミットでなければ行かないので、 $(j_{\mu}^{10})_1^0$ と $(j_{\mu}^{10^*})_1^0$ とからエルミットな組み合わせを作る:

^{*)} strangeness を指定する記号は省略する。

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

(2-2)

$$(j_{\mu}^{10A})^{\nu} \equiv \frac{1}{\sqrt{2}} [(j_{\mu}^{10})^{\circ} - (j_{\mu}^{10*})^{\circ}]$$

これらの current のうち、 $(j_{\mu}^{8A})^{\nu}$ 、 $(j_{\mu}^{8S})^{\nu}$ 及 \vec{v} 、 $(j_{\mu}^{10S})^{\nu}$ は荷電共軌に対して符号を変えるが、 $(j_{\mu}^{10A})^{\nu}$ 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、 $(j_{\mu}^{8A})^{\nu}$ 、 $(j_{\mu}^{8S})^{\nu}$ 及 \vec{v} 、 $(j_{\mu}^{10S})^{\nu}$ は電磁場と C-inv. に結合するが、 $(j_{\mu}^{10A})^{\nu}$ は必ず C-inv. を破る相互作用に導く。このように、decuplet の current を考えることによつて、電磁的相互作用に自然に C-inv. の破れが、従つてまた (P-inv. は成り立っている¹²⁾ ので) T-inv. の破れが導入できるのである。

*) これらの current の具体的な形を附録にかかげたが、それを見ればこれらの current が荷電共軌に対してどう変換されるかがわかる。尚、対称性性質をもつ $(j_{\mu}^{8A})^{\nu}$ は meson current を含まない¹³⁾ と考える。

第3節. 電磁的形狀因子

一般に電磁的 current J_μ^ν の baryon の間, 又 meson の間の matrix element は, Lorentz 不変性及び γ_5 -不変性の要請により, 次のように書かれる*

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

$$\langle M'(p') | J_\mu^\nu | M(p) \rangle = F_1^{\nu\mu}(k^2) (p+p')_\mu. \quad (3.2)$$

* $B \neq B'$ ($M \neq M'$) の場合, (3.1), (3.2) 式の右辺に $m_B = m_{B'}$ ($m_M = m_{M'}$) の極限で γ_5 -不変性成立, $m_B \neq m_{B'}$ ($m_M = m_{M'}$) の場合, γ_5 -不変性表式は次の通り:

$$\bar{u}(p') \left[F_1^{\nu\mu}(k^2) \left(i\gamma_\mu + \frac{m_B - m_{B'}}{k^2} k_\mu \right) + \frac{1}{2m_B} F_2^{\nu\mu}(k^2) i\sigma_{\mu\nu} k_\nu \right] u(p), \quad (3.1')$$

$$F_1^{\nu\mu}(k^2) \left[(p+p')_\mu + \frac{m_M^2 - m_{M'}^2}{k^2} k_\mu \right]. \quad (3.2')$$

これらの式の意味をわけるためには当然

$$F_1^{\nu\mu}(0) = F_2^{\nu\mu}(0) = 0$$

を付け加える必要がある。

$|\rangle$ で、 $F_1^{PB'}(k^2)$ 、 $F_1^{MM'}(k^2)$ 及 $\bar{v} F_2^{PB'}(k^2)$ はそれぞれに対応する粒子の electric form factor 及 \bar{v} magnetic form factor, m_p は proton の質量, 又 $k_\mu = p_\mu - p'_\mu$ である。我々の基本的仮定は、current J_μ^ν の octet に属する項と共に、decuplet に属する項をも含むこと、即ち第2節で定義された 4-9 current を用いて、電磁的相互作用が現象論的に次式で与えられることにある。

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

$$J_\mu^\nu = (j_\mu^{8^A})^\nu + (j_\mu^{8^S})^\nu + (j_\mu^{10^S})^\nu + (j_\mu^{10^A})^\nu \quad (3.4)$$

この仮定により (3.1), (3.2) 式に現れる form factor $F_1^{PB'}(k^2)$ 、 $F_1^{MM'}(k^2)$ 及 $\bar{v} F_2^{PB'}(k^2)$ は、(3.4) 式の current の各項に対応するパラメータ $F_1^\nu(k^2)$ 、 $F_2^\nu(k^2)$ ($\nu = 8^A, 8^S, 10^S, 10^A$) で次のように表わされることに注意* (但し $F^B(k^2) \equiv F^{BB}(k^2)$ 、 $F^M(k^2) \equiv F^{MM}(k^2)$)。

* 次ページの注を見よ。

$$F_1^{\rho}(k^2) = -F_1^{\pi}(k^2) = F_1^{K^*}(k^2) = F_1^{\rho A}(k^2) + F_1^{10^S}(k^2)$$

$$F_1^{\eta}(k^2) = -F_1^{\eta'}(k^2) = F_1^{\eta^0}(k^2) = \quad - F_1^{10^S}(k^2)$$

$$F_1^{\Sigma^+}(k^2) = -F_1^{\Sigma^0}(k^2) = F_1^{\Sigma^+}(k^2) = F_1^{\rho A}(k^2) - F_1^{10^S}(k^2)$$

$$F_1^{\Sigma^0}(k^2) = F_1^{\Lambda}(k^2) = F_1^{\eta^0}(k^2) = F_1^{\eta}(k^2) = 0$$

$$F_1^{\Lambda \Sigma^0}(k^2) = F_1^{\eta^0}(k^2) = \sqrt{3} i F_1^{10^A}(k^2) \quad (3.6)$$

及 v^+

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

$$F_2^{\eta}(k^2) = \quad - \frac{2}{3} F_2^{\rho S}(k^2) - F_2^{10^S}(k^2)$$

$$F_2^{\Sigma^+}(k^2) = F_2^{\rho A}(k^2) + \frac{1}{3} F_2^{\rho S}(k^2) - F_2^{10^S}(k^2)$$

$$F_2^{\Sigma^0}(k^2) = \quad + \frac{1}{3} F_2^{\rho S}(k^2) \quad (3.7)$$

* (前々 - 3" 8.7) \rightarrow τ^+ 我々の Λ baryon の electric form factor $F_1^{\rho B}(k^2)$ と meson の electric form factor $F_1^{\rho M}(k^2)$ とは 共通の ρ かつ ρ^- $F_1^{\rho}(k^2)$ ($\rho = \rho^+, 10^S, 10^A$) で表わされるものとして仮定した。一般には両者は同じ振る舞いをするという限られた τ^+ 、異存は ρ かつ ρ^- で記述される。この場合は、 Λ baryon に対しては $F_1^{\rho}(k^2)$ を用いた 0 を取り付けた τ^+ の τ^+ 、(3.7)、(3.8)、(3.10) と同じ式が $F_1^{\rho B}(k^2)$ によって成り立つ。尚、(3.5) と (3.11) 式から $F_1^{\rho}(k^2) \approx F_1^{\eta}(k^2)$ とする。これから荷電の平均自乗半径について $\langle r^2 \rangle_1 = \langle r^2 \rangle_1^{\eta}$ という関係が得られるが、これは最近の実験事実と矛盾 (78" (18), 19)

$$F_2^{\Sigma^-}(k^2) = -F_2^{\rho^A}(k^2) + \frac{1}{3} F_2^{\rho^S}(k^2) + F_2^{10^S}(k^2)$$

$$F_2^{\Lambda}(k^2) = -\frac{1}{3} F_2^{\rho^S}(k^2)$$

$$F_2^{\Xi^0}(k^2) = -\frac{2}{3} F_2^{\rho^S}(k^2) + F_2^{10^S}(k^2)$$

$$F_2^{\Xi^-}(k^2) = -F_2^{\rho^A}(k^2) + \frac{1}{3} F_2^{\rho^S}(k^2) + F_2^{10^S}(k^2)$$

$$F_2^{\Lambda^2}(k^2) = +\sqrt{\frac{1}{3}} F_2^{\rho^S}(k^2) + \sqrt{3} i F_2^{10^A}(k^2) \quad (3.8)$$

(3.5), (3.7) 式から baryon 及 \bar{v} meson の form factor の間には成り立ついろいろな関係式が得られるが、その中には T_2 と交換するものがある。

$$F_1^{\Sigma^+}(k^2) - F_1^{\rho}(k^2) = 2 F_1^{\eta}(k^2) \quad (3.9)$$

$$F_1^{\pi^+}(k^2) - F_1^{\pi^0}(k^2) = 2 F_1^{\rho^+}(k^2)$$

及 \bar{v}

$$F_2^{\Sigma^+}(k^2) - F_2^{\rho}(k^2) = 2 [F_2^{\eta}(k^2) - 2 F_2^{\Lambda}(k^2)] \quad (3.10)$$

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

$$\mu^{\Sigma^+} - \mu^{\rho} = 2 (\mu^{\eta} - 2 \mu^{\Lambda}) \quad (3.10')$$

尚, current を octet に限ると, 当然 ϵ_{ijk} のとき
 の関係式, T_i と ϵ_{ijk} (3.10') に ϵ_{ijk} のとき, ϵ_{ijk}
 の各辺が ϵ_{ijk} のとき 0 に等しいという関係式
 が得られる²⁰⁾.

次に実験データを用いてパラメータを
 定めることを考えよう。まず中性子の electric
 form factor が k^2 の値に無関係にほぼ 0 に等しい
 という事実¹⁸⁾ から

$$F_1^{10}(k^2) = 0 \quad (3.11)$$

と仮定してよいであろう。又, $eF_1^p(0)$ と $eF_1^M(0)$
 がそれぞれ対応する粒子の電荷に等しく
 なければならないことから

$$F_1^{8A}(0) = 1 \quad (3.12)$$

$$F_1^{10}(0) = F_1^{10A}(0) = 0 \quad (3.13)$$

更に, $F_2^p(0)$ は baryon B の $e/2m_p$ を単位として異

異常磁気能率を表わすので、陽子、中性子及 ν 粒子に間接的 $\bar{g} - g - 2^{1)}$ から

$$F_2^p(0) = 1.79, \quad F_2^n(0) = -1.91, \quad F_2^\nu(0) = -0.73$$

これと(3.7)式とから

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

を得られる。(3.14)式で与えられた値を(3.7)式に代入するこゝに代りて得られる各baryonの異常磁気能率の予想値を、current octetに限ったとき^{*)}のそれと共に、<表3>に示す。

表 3

baryon の磁気能率の octet current の予想値から

*) current octet に限る ($F_2^{10S}(k^2) = 0$) と、 $F_2^p(0) = 1.79$ 及び $F_2^n(0) = -1.91$ から
 $F_2^{pA}(0) = 0.83, \quad F_2^{pS}(0) = 2.87 \quad (3.14')$

9. すなわち方を見る = χ から, decuplet current を導
 入する = χ の必要性を判断する 1-0 手掛り
 に依るものと期待される。最近, Σ^+ 粒子の全
 磁気能率に関して報告された $\mu_{\Sigma^+} = (1.5 \pm 1.1) e/2m_p$
 という値は, 我々の予想値と実験誤差の範囲
 内で一致しており, μ^p, μ^n 及び μ^{Σ^+} 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 の原点
 における勾配が, 荷電 (異常磁気能率) 分布
 の平均自乗半径と

$$\dot{F}_i(0) \equiv \frac{\partial}{\partial k^2} F_i(k^2) \Big|_{k^2=0} = -\frac{1}{6} \langle r_i^2 \rangle_i \quad (3.15)$$

の関係で結ばれている = χ から, 陽子の荷電
 のひろがり の観測値 $\sqrt{\langle r_p^2 \rangle} = 0.8 \times 10^{-13} \text{ cm} = 3.8/m_p^{1/2}$ 及び
 $\dot{F}_i^p(0)$ (3.15), (3.11) 式を用いて, $\dot{F}_i^p(0)$ の次に
 定まる:

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

$F^{10A}(k^0)$ 及 $U^A F_2^A(k^0)$ は、 Σ^0 と Λ (及 π^0 と η) の間の転移に α を関与する form factor であり、
 これらの form factor に関する知識から α の値を定めることはできない。しかし、次節で見えるように、semi-leptonic 崩壊に関する知識から、それについての手がかりが得られる。

第4節 Semi-Leptonic 崩壊

この節では、前の論文¹¹²で展開した semi-leptonic 崩壊の相互作用に関する議論を、少し違、T.形に ぶりかえってみる。

前の論文で用いた仮定は、次のように言いかえることができる。

i) hadron の current は主として Cabibbo の octet current 及び ρ が、その vector 部分には更に decuplet current を含む。

ii) lepton current $l_\mu^+ = i \sum_{l=e,\mu} \bar{l} \gamma_\mu (1 + \gamma_5) l$ 及び $l_\mu^- = (l_\mu^+)^{\dagger}$ は、 l_μ^0 と共に isovector を作るが、この vector は常に $l_\mu^0 = 0$ とする特定の方向に向いている。

iii) strangeness の変化は $\Delta S = 0$ hadron current

* 議論を簡単にするため、我々は axial vector current 16¹14¹、octet current 7¹7¹を取るとする。これは $\Delta I = \frac{1}{2}$ の axial vector 転移を示すばかりに実験事実が今のところないからである。²⁰⁾

17 lepton current と $\Delta I=0$ に従って結合し, strange-ness の変化を伴ない ($|\Delta S|=1$) hadron current は lepton current と $\Delta I=1/2$ に従って結合する.

これら 2 仮定から, semi-leptonic τ の相互作用は次のように書かれることになる:

$$H_W^{\Delta S=0} = \frac{G}{\sqrt{2}} \cos \theta \left[(j_\mu^{8A})^- + (j_\mu^{10})^- + (j_\mu^{110*})^- + (g_\mu^{8A})^- + (g_\mu^{8S})^- \right] l_\mu^+ + \text{h.c.} \quad (4.1)$$

$$H_W^{\Delta S=1} = \frac{G}{\sqrt{2}} \sin \theta \left\{ \left[(j_\mu^{8A})^- + (j_\mu^{10})^- \right] \frac{1}{2} l_\mu^+ + \left[(j_\mu^{110*})^- \frac{1}{2} l_\mu^+ - \sqrt{3} (j_\mu^{110*})^+ \frac{1}{2} l_\mu^- \right] + \left[(g_\mu^{8A})^- + (g_\mu^{8S})^- \right] \frac{1}{2} l_\mu^+ \right\} + \text{h.c.}; \quad (4.2)$$

ここで j_μ, g_μ はそれぞれ vector と axial vector current である, G は Fermi の結合定数である, θ は " u " 中の Cabibbo の角⁹⁾ を表わしてゐる。(4.2) 式の右辺の 2 番目の [] は現れた特別な形は, 荷電スピン $\pm 1/2$ の hadron current $(j_\mu^{110*})^-$ と荷電スピン ± 1 の lepton current l_μ^+ が $\Delta I=1/2$ に従って結合し, l_μ^0 が $l_\mu^+ = 0$ であるという, 上記の仮定から来

たものである。

弱い相互作用に参与する 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いので無視):

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

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

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 $G^{BB'}$ はそれぞれ (4.1), (4.2) 式に現れてくる hadron current の各項に対応する。これを $\nu = q^0 = (p-p')^0$ 及 $\nu = q^0 = (p-p')^0$ で書ける。F 及 G は当然 $k^2 = (p-p')^2$ の関数であるが、実際の計算に当たっては k^2 依存性を無視する。^{*} ここで、 F^{10^5} , F^{10^4} , ϵ

^{*} 次ページの注を見よ。

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

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

と定義すれば、 F^{PA} 、 F^{10^S} 、 F^{10^A} がそれぞれ前節の $F_1^{PA}(k^2)$ 、 $F_1^{10^S}(k^2)$ 、 $F_1^{10^A}(k^2)$ に対応する。

再び実験知識に基づいてパラメータを定めよう。(4.1)の相互作用から、中性子及 $\nu \pi^+$ 中間子の β 崩壊に関係する F^{Pn} 及 νF^{Pn} は

$$F^{Pn} = F^{PA} + F^{10} + F^{10^*}$$

$$F^{Pn\nu} = \sqrt{2} [F^{PA} - \frac{1}{2}(F^{10} + F^{10^*})]$$

となるが、両者の関係は CVC 理論^{9), 16)} により正しく言われて²⁴⁾いる²⁴⁾から

*1) (前ページ) 崩壊 $A \rightarrow B + c + \nu$ に寄与するのは $F(k^2)$ 、 $G(k^2)$ の、 k^2 について $c \geq k^2 \geq -(m_A - m_B)^2$ の範囲のときであるが、定数 F 、 G を使うときは、 $F(k^2)$ 、 $G(k^2)$ のこの範囲についての適当な平均値 $\langle F(k^2) \rangle$ 、 $\langle G(k^2) \rangle$ を使うべきを意味する。

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

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

と選ばなければならぬから $T_{\bar{0}}$ の $\pi^+ e^+ \nu_e$ が合かる。 (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ことに注意すべきである。次に $\Delta S = \Delta Q$ の過程 $K^0 \rightarrow \pi^+ e^+ \nu_e$ と $\Delta S = -\Delta Q$ の過程 $\bar{K}^0 \rightarrow \pi^+ e^+ \nu_e$ に関係する F^{K^0} と $F^{\bar{K}^0}$ はそれぞれ

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

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

で与えられるが、(4.7) 式を考慮すると、両者の amplitude の比は

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

α なる。今 α の比値を $\alpha e^{i\varphi}$ (α, φ は実数) と書く = α にする。第1節で述べた T_3 (すなわち $k^0 \rightarrow 2k^5$) に関連して Sachs⁷⁾ は $\varphi = 90^\circ$ であろうと指摘したのである。たが、Paris R. V. Padua の実験結果によれば、 (α, φ) についてそれぞれ $(0.22 \pm 0.16, 79^\circ \pm 37^\circ)$ 及び $(0.44 \pm 0.19, 82^\circ \pm 68^\circ)$ といふ値を報告してあり⁸⁾、大きな実験誤差のためは、やはり $T_3 = \alpha$ といふこともして、Sachs の指摘した可能性は少くとも実験に矛盾したことは確かである^{*}。我々は Sachs の立場に立って、 φ を 90° に、 α を α とせば 0.33 に α を α にしよう。尚、比較のためは $\alpha \neq 0$ の場合も考えよう。結局、(4.5)式の F^{10A} は α と次のように関係づけられる

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

残されたパラメータ θ, G^{8A}, G^{85} については

^{*} Sachs は更に $\alpha \approx 1$ と推測した⁷⁾のであつたが、その可能性は排除される。

Willis 等²⁵⁾によつて求められた次の値を用いることができる。

$$B = 0.264, \quad G^{2A} = 0.437, \quad G^{2B} = 0.742 \quad (4.9)$$

(4.6), (4.7), (4.8) 及び (4.9) の各式によつて、パラメータの値はすべて与えられるので、これらを用いて、いろいろに崩壊過程の分岐比が計算できる。〈表4〉に、そのうちのいくつかについての結果を、関係する F^{PP} , G^{PP} の形と共に、かかげる。 $\alpha=0$ の場合とこの場合、

表 4

Cabibbo の理論⁹⁾によつて、 $\alpha \neq 0$ の場合が我々の model に特徴的な結果を与える。実際には α の値が小さいため、目立った違いは現れないが、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になる。

我々の model を Cabibbo の理論¹⁵と¹⁶と比較したとき、この外の特徴を次に列記する:

i) $\Delta S = -\Delta Q$ の選択則に従う転移 ($\bar{K}^0 \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e$, $\Sigma^+ \rightarrow n e^+ \nu_e$ 等) は取り除くことができる。

ii) K_S^0, K_L^0 は

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

と近似すると、 $K \rightarrow \pi e \nu_e$ の崩壊確率に関して次の関係式が成り立つ:

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

(4.10)¹⁷

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

但し、 $\Gamma(K_{S,L}^0 \rightarrow \pi^+ e^+ \nu_e) \equiv \Gamma(K_{S,L}^0 \rightarrow \pi^+ e^+ \bar{\nu}_e) + \Gamma(K_{S,L}^0 \rightarrow \pi^+ e^+ \nu_e)$ 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は全く同じであって、実験に極めてよく合う²⁶⁾が、我々の model の場合、それ

が α 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、この節のはじめに示した仮定の ii) と iii) から得られる極めて注目すべき結果であって、既に別の論文²⁷⁾において $K \rightarrow e^+ \nu$ と $K \rightarrow \pi^+ e \nu$ の両方について詳しく論じた。

iii) baryon の β 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、 $T(PC)$ -inv. が破れることはなり、その効果が観測されることは期待される。しかし、vector 結合と axial vector 結合の一方しか効かない $K^{\pm} \rightarrow \pi^0 l^{\pm} \nu$, $l^{\pm} \nu$ 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⁾ であって、崩壊 $\eta \rightarrow \pi^+ e^+ \nu_e$ などにも寄与する²⁹⁾。これに関係する $F^{\pi^+ \eta}$

$$F^{\pi^+ \eta} = \sqrt{\frac{3}{2}} (-F^{10} + F^{10*}) = -\sqrt{\frac{2}{3}} \alpha i$$

を用いて崩壊の確率を計算する。

$$\Gamma(\eta \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu}_e) = 1.6 \alpha^2 \times 10^8 \text{ sec}^{-1}$$

$$\approx 1.7 \times 10^7 \text{ sec}^{-1}$$

とある。もちろん η は電磁的相互作用を通じて速く崩壊するので、 $\eta \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu}_e$ の分岐比は現在の実験手段では問題にはならないはずである。^{*}

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

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

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 $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma$ と $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ の崩壊確率を見積り、
又 $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ について注釈する。

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

(3.15)式を使うと、この過程の崩壊確率は次のようにになる：

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

α は微細構造定数である。(3.8), (3.14)式より

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

但し

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

y の値として $y = 1$ と等しく $0.33 < y < 3$ と
(5.1), (5.2)式から

$$\Gamma(\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma) = 8.4 \times 10^{18} \text{ sec}^{-1} \quad (5.4)$$

尚, current Σ culet は 崩壊する t の ∞ に 近づく (従って $F_2^{10^5}(k^2) = F_2^{10^A}(k^2) = 0$) と, (3.2), (3.4) 式から

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

と 得られ, 是れから (5.4) 式 の 値 より 2 倍ほど 大きい。

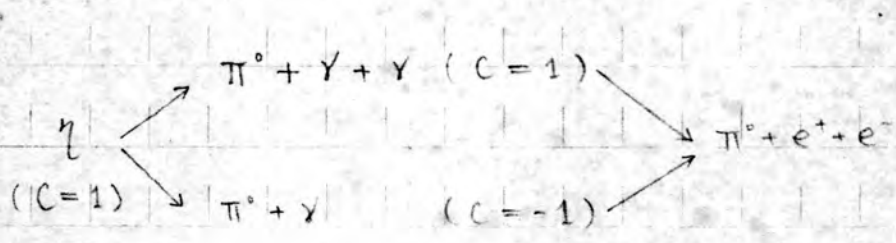
$$\Gamma(\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma) = 14.3 \times 10^{18} \text{ sec}^{-1} \quad (5.4')$$

と いう 値 が 得られる。実験的には 今 γ と Σ^0 $\Gamma(\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma) \geq 10^{14} \text{ sec}^{-1}$ と (か 知ら ぬ ところ) の Σ^0 の 測定 が 待た れる。

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

C-inv. が 成り 立って いる ならば, この 崩壊 は 光子 2 個 の 中間 状態 を 経て 起こる が, 我々

の考えていゝ C-inv. を破る相互作用をもとにあつては、それは光子1個の中間状態を経て起こり得る:



もし $\eta \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ が前者の機構を通じて起こるならば、その分岐比は $\sim 10^{-12}$ 程度とつて、実質的にはほとんど観測にかゝらないこと、従つてこの崩壊のたしかに実例が見つかつたならば、それは C-inv. の破れを裏づける証拠と見て好ましいことが Hilda 等によつて指摘されてゐる。³⁰⁾

(3.2)式を使うと、光子1個の中間状態を経て $\eta \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ が起こる確率は

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

ここで K は

$$K = (1 + \nu^2)(1 - 8\nu + \nu^2) - 12\nu^2 \ln \nu, \quad \nu = (m_\pi/m_\mu)^2 \quad (5.5)$$

で与えられ、又 $m_e \approx 0$ 、 $F_1^{\pi^0}(k^2) \approx F_1^{\pi^0}(0) k^2$ と近似した。
 (3.6)、(3.16)式から

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

但し

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

(5.6)式と(5.5)式とを λ して

$$\Gamma(\eta \rightarrow \pi^0 e^+ e^-) = 2\beta Z^2 eV \quad (5.8)$$

を得られる。再び Z の絶対値を ϵ かりに $\epsilon = 1$ 等
 $|\epsilon| < 0.55$ 程度に $\epsilon \approx \epsilon^*$ と

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

*) 次ページの脚注を見よ。

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

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

と推定される。(5.9)、(5.10)式から、

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

Feinberg は η と全く同じ量子数を持つ χ^0 粒子の $\eta \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ 崩壊に及ぼす影響を考慮する = χ によ
って $\Gamma(\eta \rightarrow \pi^0 e^+ e^-) \approx 2.5 \text{ eV}$ と評価し³²⁾、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³³⁾。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。

*1) (前ページの 22 ページの (4.5) 式の次の 2 行及び脚注で与えた注意に 5)、(5.7) 式
の Z は (4.8) 式の α と本末次の関係で結ばれている。

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

我々は $\Gamma(\eta \rightarrow \pi^0 e^+ e^-)$ の目安を得るに α が目的であるが、便宜上 $Z \approx \alpha \approx 0.33$ と取った。

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

C-inv. を破る転移 $\eta \rightarrow \pi^+ \nu$ 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ので、Baltay 等¹³⁾ 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個の中間状態を経て $\eta \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ 崩壊及び非対称な $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ 崩壊が起る場合、 Δ は $R \equiv \Gamma(\eta \rightarrow \pi^0 e^+ e^-) / \Gamma(\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0)$ と次の不等式で結び付けることが示されている³⁵⁾：

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

但し $Q = \frac{1}{3} m_\eta - m_\pi$ であり、 K は (5.5) 式で定義されている量である。R の実験値 $< 0.9\%$ ³⁶⁾ から $\Delta < 1.1\%$ となる。Δ の実験値は $(6.8 \pm 2.0)\%$ ¹³⁾、 $(0.3 \pm 1.0)\%$ ¹⁴⁾ 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 Buzin 等³⁶⁾によって観測され、その $\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$ 崩壊に対する比が

$$\Gamma(\Sigma^+ \rightarrow p + \gamma) / \Gamma(\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0) = (0.37 \pm 0.08) \times 10^2 \quad (6.1)$$

と報告された。³⁶⁾ このような崩壊は光子の放出を伴っており、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おける荷電スピンの変化を $1/2$ に限るとしている。しかし、弱い相互作用が $\Delta I = 1/2$ 選択則に従っているとしても、電磁的相互作用は $\Delta I \leq 1$ 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

を無視する理由は無いはずである。

我々の模型では、(3.3,4)、(4.1,2)式との類推から weak & decay に寄与する相互作用は次式で与えられるものと仮定する。

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

$$J_{\mu}^{WY} = (j_{\mu}^{PA})_{\frac{1}{2}}^0 + (j_{\mu}^{PS})_{\frac{1}{2}}^0 + [(j_{\mu}^{10})_{\frac{1}{2}}^0 + (j_{\mu}^{10^*})_{\frac{1}{2}}^0] \\ + i[(j_{\mu}^{10})_{\frac{1}{2}}^0 - (j_{\mu}^{10^*})_{\frac{1}{2}}^0] + (g_{\mu}^{PA})_{\frac{1}{2}}^0 + (g_{\mu}^{PS})_{\frac{1}{2}}^0 \quad (6.2)$$

ここで f は結合定数である。

J_{μ}^{WY} の $2 \rightarrow 1$ baryon 状態 B, B' に関する matrix element は、今我々が取り扱っているように、実際には光子が放出される過程では、次のように書かれる*

$$\langle B'(p') | J_{\mu}^{WY} | B(p) \rangle = \bar{u}(p') (F_2^{BB'}(k^2) + \gamma_5 G_2^{BB'}(k^2)) \\ \times i \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} u(p) / 2m_p \quad (6.3)$$

*) 11 ページの脚注参照。

但し, $k_p = p_p - p_p'$ である。 $F_2^{BB'}(k)$ 及 $V^{\nu}(G_2^{BB'}(k))$ は再 $V^{\nu} F_2^{\alpha}(k)$ ($\alpha = 8^A, 8^S, 10^S, 10^A$) 及 $V^{\nu} G_2^{\alpha}(k)$ ($\alpha = 8^A, 8^S$) 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与えられる:

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

数値計算に際しては, $G_2^{\nu}(0)$ を $G^{\nu} = 1$ と等しく (4.4) 式に与えられた値に, (5.3)式で定義された y を $y = 1$ と同様 $x = 1$ と等しく 0.33 と取ることにすると, (6.1)式の実験値を再現するように結合定数 f を決めることによって, すべて Λ weak γ decay の確率及び分岐比が計算できる。得られた結果を <表5> にかかげた。表から

表 5

$\Lambda \rightarrow n \gamma$, $\Xi \rightarrow \Sigma \gamma$ 等 γ の崩壊は比較的観測されるかもしれないと予想される。

第4節 結論

我々は hadron の電磁的相互作用及び ν semi-leptonic 弱相互作用の間、類似性に注目して、これら双方の相互作用が必ずしも T-inv. を破るという新しい可能性を考へ、baryon 及び ν meson の 8 重項模型の立場から、octet に属する hadron current と共に、decuplet に属する hadron current を同時に導入して、baryon 及び ν meson の電磁的形狀因子の再分析を行ない、色々の崩壊過程の確率や分岐比を計算した。我々の理論の特徴及び得られた主な結果を、従来理論との対比において、次に整理・要約する。

1) decuplet current を考へることによつて、電磁的相互作用に C-inv. の破れが自然に導入され、崩壊 $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ 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 $\eta \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$ が光子1個の中間状

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

これに対して、current を 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) 電磁的形狀因子の間に (3.9), (3.10), (3.10') 式のような新しい関係式が導かれる。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い一致を示している。(第3節)

もし、current を octet に属するものに限ると、形狀因子に関してもっときつい関係式、たとえば (3.10') 式の各辺がそれぞれ 0 に等しいという関係式が得られ、実験データとの間にくいちがいが生ずる。

3) $K^0 \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu}_e$ 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いる複雑な現象 ($\Delta S = -\Delta Q$ 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る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 を octet に属するものに限ると, $\Delta S = -\Delta Q$ 転移の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 π を用いた 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同与してゐる weak decay で本来無視できなかった $\Delta I = \frac{1}{2}$ 転移の効果は, decuplet current からの寄与とこの形で考慮される。崩壊確率, 分岐比について得られた結果 (表5) から, $\Lambda \rightarrow$

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

尚、電磁的形狀因子に関する第3節の分析
結果、即ち上記の結論(2)は、 $(j_{\mu}^{PA})^{\nu}$ 、 $(j_{\mu}^{PS})^{\nu}$ 及び
 $(j_{\mu}^{10})^{\nu}$ に基づくものである。電磁的相互
作用における C-inv. の破れの問題と切り離
して、 Δ baryon の磁気能率の測定などを通じ、
その当否が実験的に判定できるものである。

最後に、decuplet current を導入することの
意味や必要性などについては、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
を行たことにして、octet current だけで行
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いる T-inv. の破れなど
の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
に佐藤先生に感謝の意を表します。

附録 8重項模型;

Baryon & Meson の Current

荷電不変の理論では、陽子と中性子を荷電スピン $1/2$ の2重項に、 π 中間子(π^+ , π^0 , 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)を満たすと考えたのであったが、更に strangeness の量子数を合算できるように群を拡張してU(3)又はSU(3)群を考へることが、数多く発見された素粒子とその共鳴状態の分類や相互作用の記述のために、非常に有力であることがわかって来た。こゝでは8重項模型の立場に立って、本文の議論に関係のある事項を記す。

8重項模型(octet model)⁽¹⁰⁾では、スピン $1/2$ のバリオン、 $(+)$ の8つの baryon 及びスピン 0 のバリオン、 $(-)$ の8つの pseudoscalar meson (表2を参照)をいづれもSU(3)群の8重項に属する

ものと考え、それらは跡が0の3行3列の行列にまとめられることが出来る:

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

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

これら11 $SU(3)$ の変換

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

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

により

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

(A.4)

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

で変換される。ここで、 ϵ_a は変換の無限小パラメータ、 λ_a ($a=1, 2, \dots, 8$) は $SU(3)$ における荷電スピン行列 T_a ($a=1, 2, 3$) に相当する。跡

が 0 の 3 行 3 列 の $\Sigma = \tau$ リー スピン 行列 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⁾に与えられている。

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

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

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_F = & -\frac{1}{2} \text{Tr}(\bar{B} \gamma_\mu \partial_\mu B - \partial_\mu \bar{B} \gamma_\mu B) - m \text{Tr}(\bar{B} B) \\ & - \frac{1}{2} \text{Tr}(\partial_\mu M \partial_\mu M) - \frac{1}{2} \mu^2 \text{Tr}(M M) \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

$$\mathcal{L}'_I = g_F \text{Tr}(\bar{B} \gamma_5 B M - \bar{B} \gamma_5 M B) + g_D \text{Tr}(\bar{B} \gamma_5 B M + \bar{B} \gamma_5 M B), \quad (\text{A.7})$$

但し $\bar{B} = B^\dagger \gamma_4$ 。上のようには与えられた $\mathcal{L}_F + \mathcal{L}'_I$ が $SU(3)$ 変換に対して不変であることは (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 とやはり共通な質量 μ を持つ meson とから成る系を記述しているに過ぎない。現実の baryon 同族及び 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。このような対称性を破る効果はすべて \mathcal{L}'_I が担っていると考える。

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

$$(\gamma_\mu \partial_\mu + m) B = J_B + J'_B$$

$$(-\gamma_\mu^T \partial_\mu + m) \bar{B} = \bar{J}_B + \bar{J}'_B \quad (A.2)$$

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

但し

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

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

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

(A.2) 式から J_B , \bar{J}_B 及び J_M は具体的に以下次の J うなものである：

$$J_B = g_F \gamma_5 (B_M - M_B) + g_D \gamma_5 (B_M + M_B)$$

$$\bar{J}_B = g_F (M\bar{B} - \bar{B}M) \gamma_5 + g_D (M\bar{B} + \bar{B}M) \gamma_5 \quad (A.4)$$

$$J_M = g_F (\bar{B} \gamma_5 B - B \gamma_5^T \bar{B}) + g_D (\bar{B} \gamma_5 B + B \gamma_5^T \bar{B})$$

又、 $\mathcal{L}_F + \mathcal{L}_I$ 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}_I を無視する近似で保存する (Nether の定理)⁴⁰⁾ :

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

これは簡単な計算で次のようになることが確かめられる :

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

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_μ^{8A} と書いたものに外ならない^{*)}。しかしこの $j_\mu^{(A)}$ 即ち j_μ^{8A} が保存する current であるの

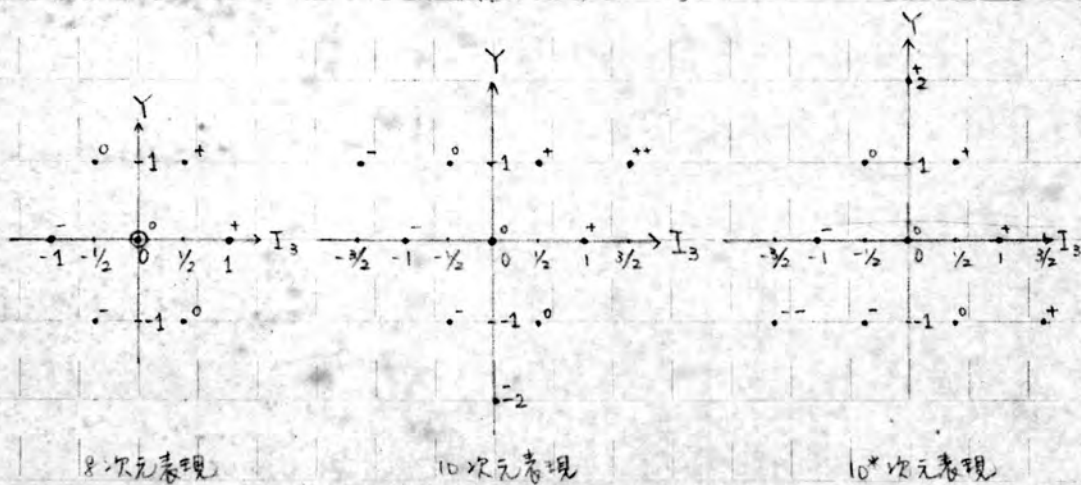
*) $j_\mu^{(A)}$ が \mathcal{L}_I を無視する近似で保存するとは、即ち $\partial_\mu j_\mu^{(A)}$ を満たすことは、運動方程式 (A.8) 及び (A.9) を用いて確かめられることもできる。

は、あくまで $2I_3$ を無視する近似に於いてであること、しかもこの $2I_3$ は現実の粒子間の質量差を与え、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、 $2-1$ の 8 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、一般にはこれらの各表現に従って変換するものを考えることができるが、我々は本文中で、octet ($8_A, 8_S$) 及び 10^* decuplet ($10, 10^*$) として変換するものを考えたのである。これらの各表現の荷電スピンの及び超荷電に関する構造を次に図示する。



<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
形をかく。*)

電磁的相互作用に關与するもの。

$$(j_{\mu}^{8A})_0^0 = \sqrt{\frac{3}{2}} [(-\bar{\Xi}^{\pm} \Xi^{\mp} + \bar{p} p) - (\bar{\Xi}^0 \Xi^0 - \bar{n} n)]$$

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

$$(j_{\mu}^{8S})_0^0 = \sqrt{\frac{1}{6}} [(-\bar{\Xi}^{\pm} \Xi^{\mp} + \bar{p} p) - (\bar{\Xi}^0 \Xi^0 + \bar{n} n) - 2(-\bar{\Sigma}^{\pm} \Sigma^{\mp} - \bar{\Sigma}^0 \Sigma^0 - \bar{\Sigma}^+ \Sigma^+ + \bar{\Lambda} \Lambda)]$$

$$(j_{\mu}^{8S})_1^0 = \sqrt{\frac{1}{2}} [(-\bar{\Xi}^{\pm} \Xi^{\mp} + \bar{p} p) - (\bar{\Xi}^0 \Xi^0 + \bar{n} n) + \frac{2}{\sqrt{3}} (\bar{\Sigma}^+ \Lambda + \bar{\Lambda} \Sigma^0)]$$

$$(j_{\mu}^{10})_0^0 = \sqrt{\frac{1}{10}} [(-\bar{\Xi}^{\pm} \Xi^{\mp} + \bar{p} p) + (\bar{\Xi}^0 \Xi^0 - \bar{n} n) + (-\bar{\Sigma}^{\pm} \Sigma^{\mp} + \bar{\Sigma}^+ \Sigma^+) - \sqrt{3} (\bar{\Sigma}^0 \Lambda - \bar{\Lambda} \Sigma^0)]$$

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

従って

$$(j_{\mu}^{8A})^Y \equiv \frac{1}{\sqrt{2}} (j_{\mu}^{8A})_0^0 + \frac{1}{\sqrt{6}} (j_{\mu}^{8A})_1^0$$

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

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

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

$$(j_{\mu}^{10S})^Y \equiv \frac{1}{\sqrt{10}} [(j_{\mu}^{10})_0^0 + (j_{\mu}^{10^*})_1^0]$$

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

$$(j_{\mu}^{10^*A})^Y \equiv \frac{1}{\sqrt{2}} [(j_{\mu}^{10})_1^0 - (j_{\mu}^{10^*})_1^0] = -\sqrt{3} i (\bar{\Sigma}^0 \Lambda - \bar{\Lambda} \Sigma^0)$$

*) 位相の方向は de Swart³⁸⁾ の(11)に従う。又、Dirac 行列 γ_{μ} を省略。Axial vector
current $(j_{\mu}^N)_i^0$ については γ_{μ} が $\gamma_{\mu} \gamma_5$ に置きかへるだけで形は $(j_{\mu}^N)_i^0$ と全く同じ。

弱い相互作用に關与するもの

$\Delta S = 0$ のもの

$$(j_{\mu}^{PA})_1^- = (\bar{\Sigma}^0 \Xi^- + \bar{p} n) + \sqrt{2} (\bar{\Sigma}^+ \Sigma^- - \bar{\Sigma}^+ \Sigma^+)$$

$$(j_{\mu}^{PS})_1^- = -(\bar{\Sigma}^+ \Xi^- - \bar{p} n) + \sqrt{\frac{2}{3}} (\bar{\Sigma}^+ \Lambda + \bar{\Lambda} \Sigma^-)$$

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

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

$\Delta S = -1$ のもの

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

$$(j_{\mu}^{PS})_{\frac{1}{2}}^- = \sqrt{\frac{1}{2}} (\bar{\Sigma}^0 \Xi^- - \bar{p} \Sigma^0) - (\bar{\Sigma}^+ \Xi^0 + \bar{n} \Sigma^-) - \sqrt{\frac{1}{6}} (\bar{\Lambda} \Xi^- - \bar{p} \Lambda)$$

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

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

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

Weak γ decays に關与するもの ($\Delta S = -1$)

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

$$(j_{\mu}^{PS})_{\frac{1}{2}}^0 = (-\bar{\Sigma}^- \Xi^- + \bar{p} \Sigma^+) - \sqrt{\frac{1}{2}} (\bar{\Sigma}^+ \Xi^0 + \bar{n} \Sigma^0) - \sqrt{\frac{1}{6}} (\bar{\Lambda} \Xi^0 + \bar{n} \Lambda)$$

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

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

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), 73.
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.G. 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.
Z. P. Franzini et al., Phys. Rev. 140 (1965), B129.
- 9) N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. 10 (1963), 531.

- 10) M. Gell-Mann, Phys. Rev. 125 (1962), 1067.
 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-Yale Collaboration,
 Phys. Rev. 149 (1966), 1044.
 & E. C. Fowler et al., Bull. Am. Phys. Soc. 11 (1966), 380.
- 14) A. M. Cnops, Phys. Lett. 23 (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.
 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), 423.
- 21) A. H. Rosenfeld et al. Rev. Mod. Phys. 37 (1965), 633.
- 22) V. Cook et al., Phys. Rev. Lett. 17 (1966), 253.
- 23) R. W. Birge et al., Phys. Rev. 139 (1965), B1600.

- 24) R. Baccastow et al., Phys. Rev. 139 (1965), B407.
- 25) W. Willis et al., Phys. Rev. 136 (1964), B1791.
- 26) T. K. 12 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), B493.
- 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. Baglin 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. 12 武田 暁・宮沢 弘成 "素粒子物理学" (裳華房), 811.6 参照
- 40) T. K. 12 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 と 光子	$\Delta S=0, \Delta I \leq 1$	○	?	?	○
	lepton と 光子		○	○	○	○
弱い相互作用	(non-leptonic) hadron	$\Delta S=1, \Delta I=1/2$	X	X	OX	○
	(semi-leptonic) hadron と lepton	$\Delta S=0, \Delta I=1$ $\Delta S=\pm\Delta Q, \Delta I=1/2, 3/2$	X	X	?	○
	(pure-leptonic) lepton		X	X	○	○

(注)

P: 空間反転, C: 荷電共転, T: 時間反転; Q: 荷電, I: 荷電スピン, S: strangeness
 ○: 不変性が成り立っているもの X: 不変性が破れているもの
 OX: 異なる見方があるもの ? : この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)	1/2		1			0		
その第3成分 (I ₃)	1/2	-1/2	1	0	-1	0	1/2	-1/2
Baryon 族	p	n	Σ^+	Σ^0	Σ^-	Λ	Ξ^0	Ξ^-
その質量 (MeV) ²¹⁾	938.256	939.550	1189.31	1192.3	1197.20	1115.44	1314.3	1320.8
Meson 族	K^+	K^0	π^+	π^0	π^-	η	\bar{K}^0	K^-
その質量 (MeV) ²¹⁾	493.778	497.7	139.580	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	0.93	0.57	-0.73	-1.01	-0.53
current 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 Λ 崩壊の分岐比

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

* $F^{8A} = 1, F^{10} = -F^{10*} = ix/3$ 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
$\Lambda \rightarrow n + \gamma$	$-\sqrt{\frac{3}{2}}(F_2^{8A} + \frac{1}{3}F_2^{8S} + F_2^{10S} + iF_2^{10A})$	$-\sqrt{\frac{3}{2}}(G_2^{8A} + \frac{1}{3}G_2^{8S})$	1.9×10^7	4.9×10^{-3}
$\Sigma^+ \rightarrow p + \gamma$	$-(F_2^{8A} - F_2^{8S} - 2iF_2^{10A})$	$-(G_2^{8A} - G_2^{8S})$	2.4×10^7	1.9×10^{-3}
$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma$	$\sqrt{\frac{1}{2}}(F_2^{8A} - F_2^{8S} - 3F_2^{10S} + iF_2^{10A})$	$\sqrt{\frac{1}{2}}(G_2^{8A} - G_2^{8S})$	4.0×10^7	$<4.0 \times 10^{-7}$
$\Xi^0 \rightarrow \Lambda + \gamma$	$\sqrt{\frac{3}{2}}(F_2^{8A} - \frac{1}{3}F_2^{8S} + F_2^{10S} + iF_2^{10A})$	$\sqrt{\frac{3}{2}}(G_2^{8A} - \frac{1}{3}G_2^{8S})$	1.1×10^6	3.4×10^{-4}
$\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ + \gamma$	$-\sqrt{\frac{1}{2}}(F_2^{8A} + F_2^{8S} - 3F_2^{10S} + iF_2^{10A})$	$-\sqrt{\frac{1}{2}}(G_2^{8A} + G_2^{8S})$	2.8×10^6	8.5×10^{-4}
$\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0 + \gamma$	$-(F_2^{8A} + F_2^{8S} - 2iF_2^{10A})$	$-(G_2^{8A} + G_2^{8S})$	1.2×10^7	2.1×10^{-3}