湯川

(2)

中間子討論會豫稿

——昭和十八年九月——

素粒子論に於ける模型の問題

坂　田　昌　一

2603

中間子討論會豫稿

素粒子論ニ於ケル模型ノ問題

坂田昌一

はしがき

周知ノ如ク現在ノ素粒子論ハ次ノ三ツノ段階カラ形成サレテヰル。即チ、先ヅ始メニドンナ種類ノ素粒子ガ実在シソレラガドンナ相互作用ノモトニアルカト謂フ模型ニ関スル假定ガ設ケラレ、次ニコノ体系ニ量子論ガ適用サレルモノト見做シテ Lagrange 函数ヲ撰ヘ Hamilton 函数ヲ導キ Schrödinger 方程式ヲ見出ス段階ガアリ、最後ニコノ方程式ヲ適当ナ数学的方法（主トシテ摂動理論）ヲ用ヒテ解キ実験ト比較出来ル様ナ結論ヲ導キ出ス段取トナスノデアル。従ッテ、中間子論ノ現状ノ様ニ、コノ結論ガ実際トヒドク喰違ッテヰタリ、自分自身ノ中ニ矛盾ヲ含ンデヰル様ナ場合ニハソノ困難ノ原因ヲ上ニノベタ三段階ニ対応シテ (i) 模型ノ適否、(ii) 量子論ノ適用限界、(iii) 数学的方法ノ可否ノ三点ニ就テ注意深ク探索セネバナラナイ。モトヨリ個々ノ困難ニ於テハコレ等ノ三ツノ原因ガ複雑ナ仕方デカラミ合ッテヰルデアラウシ、又将来ノ正シイ理論ニ於テハ恐ラクコノ三者即チ対象ト法則ト方法ハ分離出来ナイ統一ニアルラシク豫想サレルカラ、斯様ナ分析ハ極メテ難カシイニ違ヒナイ。(ii)(iii) ノ問題ニ就テハ湯川・朝永両氏ガ詳シク論ゼラレル筈デアルカラ、此処デハコレ等ノ原因カラ比較的縁遠イト考ヘラレル二三ノ問題ヲ取リ上ゲテ模型ノ適否ヲ検討シタイト思フ。

I　中間子ノ自然崩壊ノ問題

中間子ノ自然崩壊現象ノ実験的確認ハ湯川理論ノ正當性ヲ率直ニ證據立テルモノトシテ極メテ重要視サレタガ，理論的ニ導カレタ固有壽命ノ値ガ實際ヨリ約百分ノ一モ短カイコトハコノ理論ノ重大ナ難點ノ一ツトナツタ。コノ困難ノ解決ニ向ツテ現在迄ニナサレタ種々ナ考察ヲ紹介スルニ先キ立チβ崩壊ノ湯川理論ニ就イテ一言注意ヲ述ベタイ。

§1. β崩壊ノ湯川理論ニ於ケル直接ノ相互作用ノ重要性（S.3, M.4）

湯川理論ノ発端ハβ崩壊ノ基本過程*

$$N \longrightarrow P + e^- + \bar{\nu} \qquad (1.1)$$

ヲコレ等ノ素粒子間ノ基本的ナ相互作用ト見做サナイデ

$$N \longrightarrow P + Y^- \qquad (1.2)$$

$$Y^- \longrightarrow e^- + \bar{\nu} \qquad (1.3)$$

ナル二ツノ素過程**ノ協力ニヨリ起ルモノト考ヘタ點ニアツタ。所ガコノ理論ノ *Hamilton* 函数ノ中ニハ（1.2）（1.3）ノ他ニ（1.1）ノ形ヲシタ重粒子軽粒子間ノ直接ノ相互作用ヲ表ハス項ガ常ニ〝招カレザル客〞トシテ出現シ，而モ奇妙ナコトニハコノ項ノ形ガ理論ノ形式ニヨリ異ル任意性ヲ持ツテヰルノデアル。同様ノ事情ハ核力ノ計算ノ際ニモδ函数型ノカトシテ現ハレ *Kemmer*（K.1）ニヨリ論ゼラレテヰル。併シβ崩壊ノ際ニハコノ項ガ特ニ重要ナ役割ヲ演ジテヰルコトニ注意セネバナラナイ．

*　素粒子ニ対シテ次ノ記法ヲ用ヒルコトニスル．N：中性子，P：陽子，$e^{\pm}$：陽陰電子，ν：中性微子，$\bar{\nu}$：反中性微子，$Y^{\pm}$：陽陰中間子

**　*Lagrange* 函数ヲ構ヘルヨリ以前ニ假定スル素粒子間

ノ基本的ナ相互作用ヲ図式的ニ理解シテ素過程ト名付ケヨウ。コレニ対シテ *Hamilton* 函数ノ中ニ相互作用ノ形デ現ハレル過程ハ攝動理論ノ言葉ヲ用ヒテ一次過程ト呼ビ，コレ等ノ組合セデ起ルモノハ順次二次過程，三次過程等ト謂フコトニスル。

説明ヲ簡單ニスル為ニ *vector* 理論ヲ採リ而モ *mesic dipole* 丈ガアル場合（$g_1 = g_1' = 0$）ヲ考ヘル。コノ際先ヅ（1.2）及ビ（1.3）ノ協力ニヨル二次過程トシテノβ崩壊ノ行列要素ヲ攝動理論ニ從ツテ求メルト次ノ如クナル*（S3（78a）式）：

$$H_\beta^{(2)} = \iint d\vec{r}_n\, d\vec{r}_e\, g_2 g_2' \left\{ (\tilde{S}, S') - \frac{(\tilde{S}, \mathrm{grad}_n)(S', \mathrm{grad}_n)}{\kappa^2} \right\} \frac{e^{-\kappa|\vec{r}_n - \vec{r}_e|}}{|\vec{r}_n - \vec{r}_e|}$$

$$- \frac{4\pi g_2 g_2'}{\kappa^2} \int d\vec{r} \left\{ (\tilde{S}, S') + (\tilde{T}, T') \right\} \qquad (1.4)$$

此処ニ

$$\left.\begin{aligned} \tilde{S} &= \tilde{\Psi}(\vec{r}_n)\rho_3^{(n)}\vec{\sigma}^{(n)}\Psi(\vec{r}_n) \\ \tilde{T} &= -\tilde{\Psi}(\vec{r}_n)\rho_2^{(n)}\vec{\sigma}^{(n)}\Psi(\vec{r}_n) \\ S' &= \tilde{\psi}(\vec{r}_e)\rho_3^{(e)}\vec{\sigma}^{(e)}\phi(\vec{r}_e) \\ T' &= -\tilde{\psi}(\vec{r}_e)\rho_2^{(e)}\vec{\sigma}^{(e)}\phi(\vec{r}_e) \end{aligned}\right\} \qquad (1.5)$$

*　記法ハスベテS,3ニ同ジ．

ヲ意味シ，第二項ノ積分ノ中デハ $\vec{r}_n = \vec{r}_e = \vec{r}$ ト考ヘテヰル。

コレニ対シテ直接ノ相互作用ニヨル一次過程トシテノβ崩壊ノ行列要素ハ既ニノベタ如ク理論形式ニヨリ異ナリ（S3（70a））

$$H_\beta^{(1)} = \frac{4\pi g_2 g_2'}{\kappa^2} \int d\vec{r}\, (\tilde{S}, S') \qquad (1.6a)$$

或ハ

$$H_\beta^{(1)} = \frac{4\pi g_2 g_2'}{\kappa^2} \int d\vec{r}\, (\tilde{T}, T') \qquad (1.6b)$$

トナル。（コノ積分デモ $\vec{r}_n = \vec{r}_e = \vec{r}$ トトル。）　(1.6a)

ガ得ラレルノハ *Lagrange* 函数カラ *Hamilton* 函数ヲ導ク際ニ四元 *vector* ヲ場変数ニ採ツタ場合ニ相當シテ居リ，（1.6b）ガ

得ラレルノハ六元 vector ヲ場変数ト考ヘタ場合ニ対応シテキル。β崩壊ノ全行列要素ハ（1.5）ト（1.6）ノ和デ與ヘラレルガ、実際ノ場合ニハ核内ノ重粒子ノ速度ガ光速度ニ比ベ小サイカラ、$\rho_1^{(n)}$、$\rho_2^{(n)}$ヲ含ム項ハ無視出来ルシ放出サレル軽粒子ノ波長ガ$\frac{1}{\kappa}$ニ比ベ常ニ長イコトヲ考慮スレバ（1.5）ノ第一項ノ$\vec{r}_e$ニ就テノ積分ハS'ノ空間的変化ヲ無視シテ遂行スルコトガ出来ル。コノ近似ヲ行フニハ先ヅ（1.5）ノ第一項ノ括弧中ノ第二項ヲ

$$\frac{(\tilde{S},\mathrm{grad}_n)(S',\mathrm{grad}_n)}{\kappa^2}\,\frac{e^{-\kappa|\vec{r}_n-\vec{r}_e|}}{|\vec{r}_n-\vec{r}_e|}$$

$$=\frac{(\tilde{S},S')}{3}\left\{\frac{e^{-\kappa|\vec{r}_n-\vec{r}_e|}}{|\vec{r}_n-\vec{r}_e|}-\frac{4\pi}{\kappa^2}\delta(|\vec{r}_n-\vec{r}_e|)\right\}$$

$$+\left\{\frac{(\tilde{S},\vec{r}_n-\vec{r}_e)(S',\vec{r}_n-\vec{r}_e)}{|\vec{r}_n-\vec{r}_e|^2}-\frac{(\tilde{S},S')}{3}\right\}\left\{\left(1+\frac{3}{\kappa|\vec{r}_n-\vec{r}_e|}+\frac{3}{\kappa^2|\vec{r}_n-\vec{r}_e|^2}\right)\frac{e^{-\kappa|\vec{r}_n-\vec{r}_e|}}{|\vec{r}_n-\vec{r}_e|}\right.$$

$$\left.-\frac{4\pi}{\kappa^2}\delta(|\vec{r}_n-\vec{r}_e|)\right\} \qquad (1.7)$$

ト書キ直シテ置クノガ便利デアル。*

* （1.7）ノ右辺ニ現ハレルδ函数ハ従来見逃サレテキタモノダガ宮島氏ノ指摘ニヨリ明ラカニナツタ（M.4）。コノδ函数ノ出現ニヨリ直接ノ相互作用ノ重要性ガ一層決定的ナモノトナツタノデアル。

サウスルト　S'ノ空間的変化ヲ無視シテ$\vec{r}_e$ノ積分ヲ行フ際ニ

$$\left.\begin{aligned}&\int\frac{e^{-\kappa|\vec{r}_n-\vec{r}_e|}}{|\vec{r}_n-\vec{r}_e|}\,d\vec{r}_e=\frac{4\pi}{\kappa^2}\\ \text{及ビ}\ &\int\left\{\frac{(\tilde{S},\vec{r}_n-\vec{r}_e)(S',\vec{r}_n-\vec{r}_e)}{|\vec{r}_n-\vec{r}_e|^2}-\frac{(\tilde{S},S')}{3}\right\}d\Omega_e=0\end{aligned}\right\}\qquad(1.8)$$

ナル関係ヲ用ヒルト$H_\beta^{(2)}\cong 0$トナツテシマフ。従ツテ$H_\beta^{(1)}$トシテ（1.6a）ヲ採ル場合ニハβ崩壊ハ直接ノ相互作用丈ニヨツテ起ツテキルコトニナル。コレニ対シテ（1.6b）ノ場合ニハコノ項ガ

$\rho_2^{(n)}$ヲ含ンデ居ルタメ$H_\beta^{(1)}$モ亦上ノ近似デ零ニナルカラ有限ノ結果ヲ得ルニハ更ニ近似ヲ進メナケレバナラナクナル。

最初ノ形式ヲ採ツタトキニハH_βハ Fermi ノ理論ト全ク同ジニナルカラ後者ニ於ケルト同様ノ計算ニヨリ原子核ト電子ノ間ノ Coulomb 力ヲ無視シタ近似ニ於イテεmc^2ト$(\varepsilon+d\varepsilon)mc^2$ノ間ノ電子ガ放出サレル確率トシテ

$$\left.\begin{aligned}&W(\varepsilon)d\varepsilon=\frac{\frac{1}{3}\left|\int\vec{\sigma}^{(n)}\right|^2}{T_2}\varepsilon\sqrt{\varepsilon^2-1}\,(\varepsilon_0-\varepsilon)^2d\varepsilon\\ &T_2=\frac{\pi}{16}\frac{\hbar}{m_uc^2}\left(\frac{m_u}{m}\right)^5\left(\frac{\hbar c}{g_2g_2'}\right)^2\\ &\int\vec{\sigma}^{(n)}=\int d\vec{r}_n\,\tilde{\Psi}(\vec{r}_n)\,\vec{\sigma}^{(n)}\,\Psi(\vec{r}_n)\end{aligned}\right\}\qquad(1.9)$$

ヲ得ル。但シε_0mc^2ハ電子ノ上限エネルギーデアル。コレハ、Fermi 型ノ分布曲線ト Gamow-Teller 型ノ選擇律ヲ與ヘテキル。

所ガ第二ノ形式ヲ選ブト事情ハ Fermi 理論ノ禁止遷移ノ場合（K3）ト似テ来テ分布曲線ヤ選擇律モ甚ダ複雑ニナルコトガ想像サレル。

ソノ上コノ場合g_2g_2'ノ数値トシテ第一ノ場合ヨリ約百倍モ大キイモノヲ採ラネバナラナイコトニナルノデ中間子崩壊ノ実測値トノ喰違ヲ極メテ大キクシテシマフ。

以上特別ノ例ニツイテ述ベタ直接ノ相互作用ノ重要性ハ總テノ理論（vector、擬vector、scalar、擬scalar）並ビニ總テノ相互作用（mesic charge 及ビ mesic dipole）ニツイテイヘル。

以後特ニ断ハラナイ限リ上述ノ近似ニ於イテH_βノ最初ノ項ガ零ニナラナイ様ナ理論形式ヲ選ブモノトスル。コノ場合四ツノ理論カラ得ラレルβ崩壊ノ確率ハ

$$
\left.
\begin{aligned}
W(\varepsilon)d\varepsilon &= \left\{\frac{|\int 1|^2}{T_1} + \frac{\frac{1}{3}|\int \vec{\sigma}^{(k)}|^2}{T_2}\right\}\varepsilon\sqrt{\varepsilon^2-1}(\varepsilon_0-\varepsilon)^2 d\varepsilon \quad (\text{ベクトル}) \\
W(\varepsilon)d\varepsilon &= \frac{\frac{1}{3}|\int \vec{\sigma}^{(k)}|^2}{T_2'}\varepsilon\sqrt{\varepsilon^2-1}(\varepsilon_0-\varepsilon)^2 d\varepsilon \quad (\text{擬ベクトル}) \\
W(\varepsilon)d\varepsilon &= \frac{|\int 1|^2}{T_1'}\varepsilon\sqrt{\varepsilon^2-1}(\varepsilon_0-\varepsilon)^2 d\varepsilon \quad (\text{スカラー}) \\
W(\varepsilon)d\varepsilon &= \frac{|\int \vec{\sigma}^{(k)}|^2}{T_2''}\varepsilon\sqrt{\varepsilon^2-1}(\varepsilon_0-\varepsilon)^2 d\varepsilon \quad (\text{擬スカラー})
\end{aligned}
\right\} \quad (1.10)
$$

デ與ヘラレル。但シ

$$
\left.
\begin{aligned}
T_1 &= \frac{\pi}{8}\frac{\hbar}{m_u c^2}\left(\frac{m_u}{m}\right)^5\left(\frac{\hbar c}{g_1 g_1'}\right)^2 \\
T_1' &= \frac{\pi}{8}\frac{\hbar}{m_u c^2}\left(\frac{m_u}{m}\right)^5\left(\frac{\hbar c}{f_1 f_1'}\right)^2 \\
T_2' &= \frac{\pi}{16}\frac{\hbar}{m_u c^2}\left(\frac{m_u}{m}\right)^5\left(\frac{\hbar c}{g_1 g_1'}\right)^2 \\
T_2'' &= \frac{\pi}{16}\frac{\hbar}{m_u c^2}\left(\frac{m_u}{m}\right)^5\left(\frac{\hbar c}{f_2 f_2'}\right)^2 \\
\int 1 &= \int \tilde{\Psi}(\vec{r})\,\Phi(\vec{r})\,d\vec{r}
\end{aligned}
\right\} \quad (1.11)
$$

宮島氏（M．4）ハ直接ノ相互作用ノ大イサヲ適當ニ採ルコトニヨリδ函數型ノ項ヲ全ク消去シタ理論*ヲ提唱シテ居ラレルガ．ソノ場合ニハ（1.11）ノ中ノ數因子ガナシ変ル丈デアトハ同ジ結果ニナル。コノ理論ハ結局湯川理論ト *Fermi* 理論ヲ同時ニ考ヘタコトニナルガ．次節ニ述ベルヤウニ *Fermi* 理論ニ戻ルナラバ．モ早湯川理論ニ從ッテ（1.3）ヲ素過程ト見做スコトハ不要ニナルカラコノ場合両者ヲ併用スルコトニ対シテ單ニδ′函數型ノ項ヲ消去スルトイフ以上ノ根據ヲ見出スコトガ望マシイ。

*　勿論相対性論的ナ項マデ考慮ニ入レルト矢張δ函數型ノ

項ガ現ハレル。

§2.　Vector 中間子（S.2, S.3）

vector中間子ノ逆固有壽命ハ計算ノ結果（S.3.(89a)）

$$
\frac{1}{\tau_0} = \frac{m_u c^2}{2\hbar}\left\{\frac{2}{3}\frac{g_1'^2}{\hbar c} + \frac{1}{3}\frac{g_2'^2}{\hbar c}\right\} \quad (2.1)
$$

デ與ヘラレルガ．g_1', g_2' ヲ（1.9）（1.11）ノ關係ヲ用ヒテβ崩壞ノ特性壽命デ表ハスト．

$$
\frac{1}{\tau_0} = \frac{\pi}{16}\left(\frac{m_u}{m}\right)^5\left\{\frac{2}{3}\left(\frac{\hbar c}{g_1}\right)^2\frac{1}{T_1} + \frac{1}{9}\left(\frac{\hbar c}{g_2}\right)^2\frac{1}{T_2}\right\} \quad (2.2)
$$

トナル。T_2トシテHe^6ノβ崩壞ノ deta カラ最大ニ見積ッテ得ラレル値．2.6×10^3 sec ヲ代入スルナラバ（2.2）カラτ_0ノ理論値ハ$\tau_0 \lesssim 10^{-8}$ sec トナリ．測定値（$\tau_0 \sim 1-5\times10^{-6}$ sec）トノ間ニ二桁ノ開キガ現ハレル。コレガ中間子崩壞ニ關スル湯川理論ノヨク知ラレタ難點デアッテ．同樣ノ困難ハ擬 vector 理論及 Scalar 理論ニ於テモ現ハレル。

コノ難點ヲ除去スルノニ最モ簡單ナ（他ノ問題ニ影響ヲ及ボサナイ）仕方ハ素粒子間ノ素過程ノ形式ヲ変更シ Fermi 理論ヘ戻ルコトデアル（S．2）．即チ（1.2）ト（1.3）ヲ素過程ト考ヘル代リニ（1.1）ト（1.2）ヲ素本的ナ相互作用ト見做スノデアル。サウスルト中間子ノ自然崩壞（1.3）ハ（1.1）ト（1.2）ノ複合過程

$$
Y^- \longrightarrow N + \bar{P} \longrightarrow e^- + \bar{\nu}
$$

（$\bar{P}$ハ負エネルギーノ陽子ノ空孔即チ陰子）トシテ起ルコトニナリ．コノ場合逆固有壽命トシテハ（S．2（28））

$$
\frac{1}{\tau_0} = \frac{1}{\pi}\left(\frac{m_u}{m}\right)^5\left\{\frac{2}{3}\left(\frac{g_1}{\hbar c}\right)^2\frac{J_1^2}{T_1} + \frac{1}{9}\left(\frac{g_2}{\hbar c}\right)^2\frac{J_2^2}{T_2}\right\} \quad (2.3)
$$

ヲ得ル．此処ニJ_1，J_2ハ中間状態デ発生スル重粒子及重粒子対ノ波數ニツイテノ積分

$$
\left.
\begin{aligned}
J_1 &= \int_0^{k_0} \frac{k^2(2k^2+3K^2)}{3K^2(k^2+K^2)^{3/2}}\, dk \\
J_2 &= \int_0^{k_0} \frac{k^2(k^2+3K^2)}{3K^2(k^2+K^2)^{3/2}}\, dk
\end{aligned}
\right\} \qquad (2.4)
$$

$$\left(K = \frac{Mc}{\hbar} \right)$$

デアッテ、コレラハ適當ナ上限k_0ヲモッテ切断シナイ限リ無限大トナル。所ガコノ様ナ発散積分ハ現在ノ量子論ニ於テハ自己エネルギーヤ重粒子ノ磁氣能率ノ計算等到ル所ニ現ハレルモノデアルカラk_0トシテ他ノ場合ト同程度ノ値ヲ採ッテ実験ト一致シタ壽命ガ得ラレルナラバ満足セネバナラナイダラウ。実際コノ場合ニハ$k_0 \sim 3K$ニ於イテ切断スルトJ_1, J_2ガ1ノ程度ニナリτ_0ノ上限トシテ実測値10^{-6} sec ト矛盾シナイ程度ノ値ガ得ラレル。

コノ方法ノ特徴ハ最初ニモ一寸断ッタ如ク中間子ノ崩壊ニ関スル困難丈ヲ解決シ他ノ問題ニハ全ク影響ヲ及ボサヌ点デアル。Fermi ノ理論ニ戻リ(1.1)ヲ素過程ト考ヘルコトハ湯川理論ノ美シサヲ破壊スルモノトシテ非難サレルカモシレナイ。併シ前節ニ述ベタ様ニ、β崩壊ニ対シテハ湯川理論ニ於テモ直接ノ相互作用ガ決定的ナ役割ヲ演ジテヰルノデアッテ、(1.3)ノ相互作用ヲ新シク導入シタコトニ就テハ單ニ美學的ナ理由丈シカ見出シ得ナイノデアル。

§3. 擬 Scalar 中間子 (S.3, S.4, M.4)

Vector 理論(擬 Vector 及 Scalar モ同ジ)ニ於テハ素粒子ノ種類ヲ現在ヨリ増サナイ限リ(§4. 及ビ IV.)前節ノ方法ニヨル以外ニハ困難ノ解決ノ路ガナイノデアルガ、擬 Scalar 理論ニ於テハ事情ハイクラカ違ッテヰル。コノ理論ニ従フト逆固有壽命ガ(S.4 (89d))

$$\frac{1}{\tau_0} = \frac{m_u c^2}{2\hbar} \left\{ \frac{\bar{f}_1'}{\sqrt{\hbar c}} - \frac{\bar{f}_2'}{\sqrt{\hbar c}} \frac{m}{m_u} \right\}^2 \qquad (3.1)$$

トナリ、$\bar{f}_2'$ノ中間子崩壊ヘノ寄與ハ他ノ湯川常数ニ比ベ$\left(\frac{m}{m_u}\right)^2 \sim \frac{1}{40000}$ノ因子丈小サクナッテヰル。特ニ$\bar{f}_1' = 0$ト採ッテ前節ト同様ニ$He^6$ノβ崩壊ノ deta ヲ用ヒテ$\tau_0$ヲ出シテ見ルト、$0.7 \times 10^{-4}$ sec[*]トナリ今度ハ実験値ヨリモ遥カニ大キナ値ガ得ラレル。所ガコノ値ハ最大ニ見積ッタ場合デアッテ、荒木氏(A.3)ガ指摘サレテヰル様ニβ崩壊ノ行列要素$\left|\int \vec{\sigma}^{(n)}\right|^2$ガ1ヨリモ遥カニ小サイト考ヘル充分ノ理由ガアルカラτ_0ノ値ハモウ一桁位ハ小サクナリ得ル。従ッテコノ場合ニハ理論ト実験ノ間ニ矛盾ガアルト積極的ニ主張スルコトハ出来ナイ。又若シ$\bar{f}_2'$丈デハ実験ヲ説明出来ナイトシテモ、$\bar{f}_1'$ハβ崩壊ニ殆ンド寄與シナイ(前節ノ近似ニ於テ)カラ$\bar{f}_1'$ヲ適當ナ大イサニ選ブコトニヨッテ困難ヲ救フコトガ常ニ可能デアル。

* 荒木氏(A.3)ハ宮島氏ノ理論形式ヲ採用サレタ為、更ニ短カイ壽命ヲ出シテ居ラレル。

併シコノ理論ニ於テモ重粒子軽粒子間ノ直接ノ相互作用ニ関スル任意性ヲ適當ニ定メテ置カネバナラナイ点ニ甚ダ不満足ナモノガ残ッテ居リ、Vector 理論ノ場合ト同様ニ Fermi ノ理論ニ戻ルヤリ方モ考ヘラレル(S.6)。

§4 混合場 (M.5, R.1)

前節迄デハ中間子ハ唯一種類シカ存在シナイト考ヘタガ、若シ二種類ノ中間子ガ在ルト假定スルナラバ、一方ノ中間子ノ壽命ハβ崩壊カラ定メラレル位短カクテモ他方ノ中間子ノ壽命ハ充分長ク採ルコトガ出来ルカラ地上ニ於テ観測サレル中間子ハ後者ニヨッテ説明スルコトガ出来ル。併シコノ場合ニハ前者ノ存在並ビニソノ崩壊過程ノ正否ヲ宇宙線現象ノ分析ニヨッテ実証シナクテハナラナイ。コノ

種ノ理論ノ例トシテハ Rosental (R. 1) 谷川氏及ビ筆者ノモノガアル。後ノ二者ハ中間子崩壊ノ問題丈デナク、他ノ困難ノ解決トモ関聯シテヰルカラ第Ⅳ章ニ於テ改メテ述ベルコトニシテ、コノ節デハ Rozental ノ理論ヲ紹介スル。

曾ツテ Møller 及 Rosenfeld (M. 5) ハ静核力ノ中ニ現ハレル特異項 ($\frac{1}{r^3}$ 及 δ 函数型ノ力) ヲ無クスルタメニ Vector 場ト擬 Scalar 場ノ混合場ヲ採用シテ $g_2 = -\bar{f}_2$ ナル假定ヲ置イタ。其後 Møller ハコノ假定ヲ一層正當化ス為ニ中間子ノ波動方程式ガ五次元ノ変換ニ関シテ不変デアルコトヲ要求シテ $g_1 = \bar{f}_1, g_2 = -\bar{f}_2$ ナル結果ヲ導キ、湯川常數ノ數ヲ減ラスコトニ成功シテヰル。今コノ混合場ヲ採用スルコトニスルト軽粒子ト中間子ノ相互作用ニ対シテモ $g_1' = \bar{f}_1'$, $g_2' = -\bar{f}_2'$ ナル関係ガナクテハナラナイ。コノ理論ノ具合ノ良イコトハ §1 デ述ベタ任意性ガ直接ノ相互作用自身ト共ニ無クナツテシマヒ湯川理論ノ最初ノ考ガ正シク実現サレル点デアル。コノ場合 β 崩壊ノ確率ハ

$$W(\varepsilon)d\varepsilon = \frac{\frac{1}{3}\left|\int\vec{\sigma}(r)\right|^2}{I_2}\,\varepsilon\sqrt{\varepsilon^2-1}\,(\varepsilon_0-\varepsilon)^2 d\varepsilon \qquad (4.1)$$

トナリ、Vector 中間子及ビ擬 Scalar 中間子ノ逆固有壽命ハ夫々

$$\left.\begin{aligned} \frac{1}{\tau_0^{(v)}} &= \frac{m_u c^2}{2\hbar}\left(\frac{2}{3}\frac{g_1'^2}{\hbar c}+\frac{1}{3}\frac{g_2'^2}{\hbar c}\right) \\ \frac{1}{\tau_0^{(p)}} &= \frac{m_u c^2}{2\hbar}\left(\frac{g_1'}{\sqrt{\hbar c}}-\frac{g_2'}{\sqrt{\hbar c}}\frac{m}{m_u}\right)^2 \end{aligned}\right\} \qquad (4.2)$$

デ與ヘラレル。g_1' ガ g_2' ト同ジ程度ノ量デアルナラバ $\tau_0^{(p)}$ モ $\tau_0^{(v)}$ ト同様ニ 10^{-8} sec ノ程度ニナルガ、前者ガ後者ニ較ベテ小サイ場合ニハ $\tau_0^{(p)}$ ノ方ガ $\tau_0^{(v)}$ ヨリモ長クナリ特ニ $g_1' = 0$ ノトキ $\frac{1}{3}\left(\frac{m_u}{m}\right)$ ~ 10^4 倍ニナル。g_1' ハ β 崩壊ニ寄與シナイカラ適當ニ小サクトツテ $\tau_0^{(p)}$ ヲ観測値 10^{-6} sec ニ合ハスコトガ出来ル。從ツテコノ

理論ニヨルト地上デ観測サレル中間子ハ長イ壽命ヲモツタ擬 Scalar 中間子デアツテ、Vector 中間子ノ方ハ大氣ノ上層ニ於イテハ前者ト同ジ程度ニ創ラレテモ速カニ軟成分ニ轉化シテシマフコトニナル。コレハ地上ニオケル硬成分ニ伴フバーストノ大イサカラ導カレタ中間子ノスピンハ0又ハ½デアルト謂フ Christy 及日下 (C. 1) ノ結論ニヨリ支持サレテヰルガ、更ニコノ理論ノ正當性ヲ証明スルニハ最初ニノベタ如ク短カイ壽命ヲ持ツタベクトル中間子ノ存在トソノ軟成分ヘノ轉化過程ヲ宇宙線ノ分析ニヨリ確カメルコトガ何ヨリモ望マシイ。

以上コノ章ニ於テハ中間子崩壊ニ関スル困難ハ全ク模型ノ悪サニヨルモノデアルト考ヘタガ將來ノ理論ニ於テ現ハレルデアラウト豫想サレテヰル收斂因子 (converging factor) ガ、丁度コノ場合ニ 10^8 eV ノ軽粒子ノ放出確率ヲ二桁減少セシメル様ニ作用スルカモシレナイコト* 及ビ攝動理論ノ次ノ近似マデ考慮スルト適當ナ切断ヲ行ハナイ限リ常ニ無限大ノ崩壊確率ガ得ラレルコト (特ニ §2 デ述ベタ理論デハ最初ノ近似ニ於イテ既ニコノ事情ガ現ハレタ) 等ヲ想起スルナラバ、理論ノ適用限界ヤ数学的方法ノ適否ノ問題カラ完全ニハ分離出來テヰナイコトガ分ル。

* 最近谷川氏 (昭和十八年六月理化学研究所学術講演会) ハ斯様ナ性質ヲモツタ收斂因子ヲ導入シテ中間子崩壊ノ困難ト β 崩壊ニ関シ Oppenheimer ガ指摘シタ難点ヲ同時ニ解決ショウト試ミテ居ラレル。

Ⅴ 遅イ中間子ノ重粒子ニヨル散乱ノ問題

Wilson (W. 1) ノ観測ニヨルト 2×10^8 eV ~ 2×10^9 eV

ノエネルギーヲ持ツタ帯電中間子ガ重粒子ニヨツテ散乱サレル全断面積ハ最大ニ見積ツテ $10^{-28}\ cm^2$ デアル。所ガ湯川理論カラ計算ニヨツテ得ラレタ値ハ例ヘバ Vector 理論デ $g_1^2 = g_2^2 \sim 0.16\hbar c$ ト採ツタ場合ニ次ノ如クナル:

運動エネルギー（$m_u c^2$）	1	3	20
散乱断面積（cm^2）	1.5×10^{-25}	2×10^{-25}	2×10^{-24}

コレハ明カニ実験値ヨリ百倍近ク大キイ。* コノ難点ヲ除去スル為ニナサレタ試ミトシテ次ニ Bhabha - Heitler ノ理論ト小林氏ノ理論ニ就キ議論スル。尚小谷川氏及ビ筆者ノ理論ニ就テハ第Ⅳ章ニ譲ル。

* 荒木氏（A．4）ニヨルトコノ喰違ヒハ理論ト実験ノ比較ノ粗雑サニヨルモノデ．原子核ノ形状因子，場ノ反作用．相対性理論ノ影響等ヲ考慮ニ入レルナラバ約10倍ノ程度ニ減サセシメルコトガ出来ル。従ツテ実験結果ノ僅小ナ現状ニ於イテコノ不一致ヲ余リ積極的ニ主張スルノハヨクナイ由デアル。

§5. Bhabha 及ビ Heitler-Ma ノ理論 (B.1, H.1)

Vector 理論ヲ採用シ縦ニ偏ツタ帯電中間子ノ散乱断面積ヲ摂動理論ノ第二近似トシテ計算スルト．

$$\sigma_{long} = \frac{4\pi}{\kappa^2}\frac{g_1^2}{\hbar c}\left(\frac{g_1^2}{\hbar c}+\frac{2g_2^2}{\hbar c}\right)\frac{p^4}{E^2(m_u c^2)^2} \qquad (5.1)$$

ヲ得ル。但シ E 及ビ p ハ中間子ノエネルギー及ビ運動量（×c）ヲ表ハス。コノ式ガ正シイナラバ中間子ノ散乱確率ハエネルギーノ自乗ニ比例シテ増大シ宇宙線硬成分ノ大キナ貫通力ヲ説明スルコトガ到底出来ナイ許リデナク．上ニ述ベタ様ニ、エネルギーノ小サイ領域ニ於ケル Wilson ノ実験トモ全ク矛盾スルノデアル。同様ノ事情ハ横ニ偏ツタ中間子或ハ他ノ種類ノ中間子ノ場合ニモ現ハレル。

最近高エネルギー領域ニ於ケル困難ハ摂動理論ノ不當ナル適用ニ起因スルモノデ．場ノ反作用ヲ正シク考慮スルナラバ $\frac{1}{1+\delta^2}$（但シ $\delta = \frac{g_1^2+2g_2^2}{\hbar c}\ \frac{p^3}{E(m_u c^2)^2}$）ナル因子ガ掛ツテキテ全断面積ハ結局 $\frac{1}{E^2}$ ニ比例シテ減少スルコトガ分ツタ（H．2，W．2，S．8）、併シ遅イ中間子（$p \sim m_u c^2$）ノ散乱ノ場合ニハ（5.1）式ハ大体正シイモノト考ヘラレルカラ実験トノ不一致ノ原因ハ他ニ求メネバナラナイ。

元来光子ノ Compton 効果ノ場合ノ類推ニヨルト（5.1）式中ノ $\frac{1}{\kappa^2} = \left(\frac{\hbar}{m_u c}\right)^2$ ノ場所ニハ $\left(\frac{\hbar}{Mc}\right)^2$ ガ現ハレル筈ト想像サレル。ソレニモ拘ラズ中間子ノ場合ニ特ニ斯様ニ大キナ散乱確率ガ得ラレタ理由ハ Compton 効果ノ際ニハ存在シナカツタ或ハ不活性デアツタ自由度即チ荷電並ビニスピンニ関スル自由度ガ大キナ寄與ヲナシテヰル為ト考ヘラレル。実際コレ等ノ自由度ヲ不活性ニシタ場合即チ $g_2 = 0$ トシタ中性中間子ニ対スル散乱断面積ハ

$$\sigma^0_{long} = \frac{4\pi}{3}\left(\frac{g_1^2}{Mc^2}\right)^2\left(\frac{m_u c^2}{E}\right)^4 \qquad (5.2)$$

トナリ．（5.1）ニ較ベルト遥カニ小サイ。帯電中間子ト中性中間子（$g_2 = 0$）デコノ様ニ違ツタ結果ノアラハレル原因ヲ尋ネテ見ルト、後者デハ入射中間子ガ先ヅ吸収サレ然ル後散乱中間子ガ放出サレル場合ト散乱中間子ガ最初ニ放出サレ後ニ入射中間子ガ吸収サレル場合ノ二ツノ中間状態ガ存在シ．コノ両過程ガ互ニ干渉シ合ツテ小サナ散乱断面積ヲ與ヘテヰルノニ対シテ．前者ノ場合デハ荷電及ビスピンノ保存法則ノタメニ一方ノ中間状態ガ禁止サレ干渉ガ起ラナイノデ（5.1）ノ如キ大キイ値ガ得ラレルコトガ分ル。

従ツテ若シ重粒子ニ $-e$，$2e$，…… 等ノ電荷ヲ帯ビタ状態並ビニ $\frac{3}{2}\hbar$，$\frac{5}{2}\hbar$，…… 等ノスピンヲ持ツタ状態ガ存在スルト仮定スルナラバ帯電中間子ニ対シテモ中性中間子ノ場合ト同様ノ小サイ散乱断面積ガ得ラレル筈デアル。コレガ Bhabha 及ビ Heitler-Ma

ノ理論ノ基礎假定デアルガ．上ニ述ベタ様ナ状態ハ存在スルトシテモ現在マデニハ観測サレテヰナイノデアルカラ可成リ高イ励起エネルギーハ斯様ナ状態ガ未ダ観測サレテヰナイトイフ事実ヲ説明出来ル位高クナクテハナラナイガ．余リ高イト上ニ述ベタ干渉ガ起ラナクナル。

Heitler 及 Ma ノ計算ニヨルト遅イ（$p \ll Mc^2$）Vector 中間子ノ散乱断面積ハ

$$
\left.
\begin{aligned}
\sigma_{long\to long} &= 4\pi\left(\frac{g_1^2}{M_u c^2}\right)^2\left(\frac{\Delta_{\frac{1}{2}}^{(-1)}}{M_u c^2}\right)^2\frac{p^4}{E^4}\\
\sigma_{long\to trans} &= 8\pi\left(\frac{g_1 g_2}{M_u c^2}\right)^2\left(\frac{\Delta_{\frac{1}{2}}^{(-1)}}{M_u c^2}\right)^2\frac{p^4}{E}\\
\sigma_{trans\to trans} &= \frac{8\pi}{3}\left(\frac{g_2^2}{M_u c^2}\right)^2\frac{p^4}{E^4}\frac{\left\{(\Delta_{\frac{1}{2}}^{(-1)}+2\Delta_{\frac{3}{2}}^{(+1)}+2\Delta_{\frac{3}{2}}^{(-1)})^2+2(\Delta_{\frac{1}{2}}^{(-1)}+\Delta_{\frac{3}{2}}^{(+1)}-\Delta_{\frac{3}{2}}^{(-1)})^2\right\}}{(M_u c^2)^2}
\end{aligned}
\right\} \quad (5.3)
$$

デ與ヘラレル。但シ long 或ハ trans ハ夫々散乱ノ前後ノ中間子ノ偏リガ縦或ハ横デアルコトヲ示シ．$\Delta_{\frac{1}{2}}^{(-1)}$ 等ハ重粒子ノスピン $\frac{\hbar}{2}$．電荷 $-e$ 等ノ励起状態ノ励起エネルギー（陽子或ハ中性子ノ状態トノ静止エネルギーノ差）ヲ表ハス。コレ等ノ式ハ例ヘバ（5.1）式ト較ベテミルト分ル様ニ $\left(\frac{\Delta_{\frac{1}{2}}^{(-1)}}{M_u c^2}\right)^2$ ナル因子ニヨリ小サクナツテヰル大デナクエネルギート共ニ余リ増大シナイ。Heitler 達ハスピン或ハ電荷ガ一単位大異ツタ第一ノ励起状態ノ励起エネルギーヲ 20 MeV 程度ト假定スレバ大体実驗ト矛盾シナイ結果ガ得ラレルト謂ツテヰル。

コレニ対シテ Fierz（F.1）ハ原子核ニツイテノ現在ノ知識ト矛盾シナイタメニハ最低ノ励起エネルギーガ少クトモ 55 MeV 以上ノ値ヲトル必要ガアルト謂ツテヰル。若シソウダトスルト．散乱ノ断面積ハ $\left(\frac{\Delta_{\frac{1}{2}}^{(-1)}}{M_u c^2}\right)^2$ 等ノ因子ニヨツテハ減少シナイ．又谷川氏（T.4）ノ指摘サレタ所ニヨルト．（5.3）ノ第三式ニ於イテハタトヘ励起エネルギーヲ 20 MeV トトツテモ、コノ因子ニヨル減少ガ

中間状態ノ増加ニヨツテ打消サレルカラ．Heitler ノ謂フ程小サクハナラナイ。ソノタメコノ場合ニハ横中間子ノ方ガ縦中間子ヨリモ遙カニ散乱サレ易イ結果トナリ．次節ニ述ベル小林氏ノ理論ト甚ダ似テ来ル。同様ノ結果ハ電荷ノ大キイ状態丈ヲ許シテモ得ラレル（B.1）カラ．スピンノ大キイ状態ヲ導入シタコトハコノ因子ニ関スル限リ余リ役ニ立ツテヰナイ。併シ理論ト実驗ノ間ノ開キハ普通言ハレテヰル程大キクハナイ様デアル（A.4）カラ．10^8 eV－10^9 eV ノ領域デ散乱ノ確率ガエネルギート共ニ湯川理論ニ於ケル如ク急激ニ増大シナイデ殆ンド一定デアルトイフ結果ダケデモ充分満足スベキモノカモ知レナイ。

コノ理論ノ魅力ノアル点ハ第一ニハ．Wentzel ヤ朝永氏ノ方法ニヨツテ明カニサレタ如ク．通常ノ湯川理論カラ出発シテモ或場合ニハ重粒子ニ対シテ大キイ電荷ヲ帯ビタ同重体ガ存在シ得ルト謂フ結論ガ得ラレルコトデアル。第二ニハ從来中性中間子ノ導入ニヨツテ解決シテヰタ同種重粒子間ノ力ヲ帯電中間子ノミニヨツテ説明シ得ル可能性ガ示唆サレテヰルコトデアツテ（H.1），コレハ第Ⅱ章デ述ベル中性中間子ノ存在ニ関スル難点ノ一ツノ救助策ヲ提供シテヰル。而カモコノ場合特ニ都合ノヨイコトハ陽子間ノ力ノ到達距離ガ約 $\frac{1}{2\kappa}$ ニナル点デ，コレハ散乱ノ実驗 deta カラ．Hoisington, Share 及ビ Breit（H.3）ガ計算シテ出シタ値ニ近イ。

コノ理論ガ承認サレルニハ何ヨリモ励起状態ニアル重粒子ガ発見サレネバナラナイガ．励起エネルギーガ高イタメ原子核実驗室デ観測サレル可能性ハナイ．宇宙線粒子ノ衝突ノ際ニハ放出サレテヨイ筈デアルガ．コノ様ナ励起状態ノ壽命ハ長クトモ 10^{-4} sec 程度ト推定サレルカラ．高イ場所デ撮影シタ霧函写眞中デナラバ発見サレル機会ガアルニ違ヒナイ。コノ種ノ粒子ノ存在ニ就イテハ朝永氏モ議論シテ居ラレルガ．現在マデニハ余リ確実ナ証據ハナイ様デアル.

§6. 小林氏ノ理論 (K. 2)

Vector 理論ニ於イテハ、重粒子ノ質量ヲ無限ニ大キイト考ヘテヨイ様ナ場合ニハ、縦中間子ト横中間子ハ夫々別々ノ湯川常数 g_1 或ハ g_2 ニヨツテ重粒子ト作用スル。從ツテ例ヘバ $g_1 = 0$ ト置クナラバ、(5, 1)式カラモ明カナ如ク、遅イ縦中間子ハ重粒子ニヨリ全ク散乱サレナクナル。コレニ対シテ横中間子ノ散乱ハ g_2 ニヨリ起ルタメ殆ンド影響ヲウケナイデ元通リノ大キイ値ヲ保ツテヰル。縦中間子ト横中間子ノ間ノコノ差違ハ、相対性論的ニ不変ナ切断條件

$$\left|(\vec{p}-\vec{p'})^2-(E-E')^2\right|<(a\,m_u c^2)^2$$

(但シ E, E', p, p' ハ衝突前後ノ中間子ノエネルギー及ビ運動量×c, a ハ 1 ノ程度ノ数)ヲ適用スルナラバ、エネルギーノ高イ領域ニモ持越サレル。

小林氏ノ理論ハコノ事情ヲ Wilson ノ実験ノ説明ニ利用シタモノデ、横中間子ハソノ大キイ散乱ノタメニ地上迄到達スルコトガ出来ズ実験室デ観測サレル中間子ハスベテ縦中間子デアルト謂フノデアル。

$g_1 = 0$ ト仮定スルコトハ、小林氏ガ詳シク論ゼラレテヰル様ニ、重陽子ニ関聯シタ諸問題ヲ説明スルニハ差支ヘナイ。唯対称理論ヲ用ヒテハ重陽子ノ四重極能率ノ符号ガ逆ニ出ルコトハ以前カラ Bethe ニヨリ指摘サレテヰル所デアルガ、小林氏ハコノ難点ヲ除ク手段トシテ擬 Scalar 場ヲ混合スルコトヲ提案シテ居ラレル。

二種類ノ場ヲ同時ニ考ヘルノハ§4デノベタ様ニ中間子崩壊ニ関スル困難ヲ解決スルニモ都合ガヨイ。勿論コノ場合ハ Rozental ノ理論ト反対ニ擬 Scalar 中間子ノ壽命ハ短カク、Vector 中間子ノ壽命ハ長イト考ヘルノデアル。

コノ理論デ問題トナルノハ原子核ノ電場ノタメニ縦中間子ガ横或

ハ擬 Scalar 中間子ニ轉ズル可能性ガ大キイカドウカト謂フ点デアラウガ、ソノ断面積ハ大体 $Z^2 \times 10^{-28}\,cm^2$ (Z ハ原子番号) デアルカラ大気中デハ殆ンド起ラナイト見テヨイダラウ。

最後ニ一言シタイノハコノ章デ取扱ツタ問題モ必ズシモ理論ノ適用限界カラ分離サレテヰルトハ云ヘナイコトデ、朝永氏 (T. 5) ニヨリ指摘サレタ次ノ事情ハコノコトヲ有力ニ物語ツテヰル。即チ中間子ト重粒子ノ相互作用ガ極メテ強イ場合ヲ考ヘ Wentzel ノ方法ヲ用ヒテ問題ヲ厳密ニ解イテ見ルト、散乱ノ断面積ハ切断ノ上限ヲ大キクトルコトニヨリイクラデモ小サクスルコトガ出来ルノデアル。

III. 中性中間子ノ存否ノ問題

湯川理論ニヨリ同種重粒子間ノ力ヲ説明スルニハ中性中間子ヲ導入スル必要ガアル。一般ニ採用サレテヰル対称理論ニヨルト中性中間子ハ帯電中間子ト同ジ大イサノ湯川常数ヲモツテ重粒子ト作用スルモノト仮定サレテヰルカラ帯電中間子ガ重要ナ役割ヲ演ジテヰル宇宙線現象ニ於イテ中性中間子モ亦大キナ役割ヲ果シテヰルト考ヘナクテハナラナイダラウ。ソレニモ拘ラズ従来宇宙線現象ヲ実験的ニ或ハ現象論的ニ論ズル際ニコノ粒子ノ役割ハ殆ンド等閑ニ附セラレテヰル。又中性中間子ノ存否ヲ決定セントシテ行ハレタ仁科研究室ノ実験ハ恐ラクコノ粒子ヲ問題ニシタ唯一ノ実験ト思ハレルガ、否定的結果ニ終ツテヰル。コレ等ノ事情ハ中性中間子ノ存否ノ問題ニ関シテ理論ト実験ノ間ニ何カ喰違ヒガアルラシイコトヲ示唆シテヰル。コノ問題ヲ論ズルニハ、先ヅ中性中間子ノ性質ガ帯電中間子ト特ニ異ツテヰル点即チソノ崩壊現象ニ就イテ述ベネバナラヌガ、

§ 7. 中性中間子ノ自然崩壊（S.1, T.2, N.1）

中性中間子 Y^0 ハ陽子トノ間ニ（1.2）ト同型ノ相互作用ガアルカラ、先ヅ中間状態トシテ陽子ト陰子ノ対ニ轉化シ然ル後ニ個以上ノ光子ニ崩壊スルコトガ出来ル（S.1）。ソノ崩壊形式ハ §2 デ述ベタ Fermi ノ理論ニ於ケル帯電中間子ノ自然崩壊ト甚ダヨク似テヰル。併シコノ過程ヲ起ス相互作用ノ大イサガ重粒子ノ湯川常数ト素電荷 e ニヨリ決定サレルカラ中性中間子ノ崩壊ハ帯電中間子ノ場合ヨリ遙カニ大キイ確率ヲモッテ起ルモノト豫想サレル。

Vector 理論デハ二個ノ光子ニナル崩壊過程ガ、空孔理論ノ Furry ノ定理ニヨリ禁止サレテヰルカラ三個ノ光子ニ壊レル。コノ場合ノ固有壽命ノ計算ハ甚ダ面倒デアルガ、最近中村氏（N.1）ノ努力ニヨリ遂行サレタ。g_1 ヲ含ム項ハ §2 ノ場合ト同ジク發散積分ニナルカラ適當ナ上限 k_0 ヲモッテ切断セネバナラナイ。ソノ時固有壽命ノ値ハ

$$\tau_0 = \left(\frac{K}{k_0}\right)^{10} \times 10^{-14}\,\mathrm{sec} \quad (g_1 \neq 0) \qquad (7.1a)$$

トナル。（但シ $K = \frac{MC}{\hbar}$）。式カラ分ル様ニ τ_0 ノ値ハ切断ノ場所ニヨリ著シク變化スル。例ヘバ $k_0 = 0.3K$ トスルト、$\tau_0 = 2 \times 10^{-9}\,\mathrm{sec}$ トナル。

次ニ $g_1 = 0$ ト採ルナラバ、g_2 ヲ含ム項ハ有限ナ値ニナリ、τ_0 トシテ

$$\tau_0 = 2 \times 10^{-6}\,\mathrm{sec} \quad (g_1 = 0) \qquad (7.1b)$$

ヲ得ル。

擬 Scalar 中間子ハ二個ノ光子ニ崩壊スルコトガ出来ルガ、コノ場合ノ逆固有壽命ハ谷川氏ニヨリ計算サレ次ノ結果ガ得ラレテヰル（T.2）：

$$\frac{1}{\tau_0} = \frac{e^4 \overline{f_2}^2}{\hbar^3 c^3} \frac{m_u c^2}{\hbar} \left(J_1 + J_2 \right)^2 \qquad (7.2)$$

但シ

$$\left.\begin{aligned} J_1 &= \frac{1}{\pi}\int_0^\infty \frac{k^4\,dk}{(k^2+K^2)^{5/2}} \\ J_2 &= \frac{K^2}{\pi}\int_0^\infty \frac{k^2\,dk}{(k^2+K^2)^{5/2}} \end{aligned}\right\} \qquad (7.3)$$

J_1 ハ發散積分デアルガ、J_2 ハ有限ノ値ヲモッテヰル。両者ヲ共ニ $k_0 \sim 0.3K$ デ切断シタ場合ニハ

$$\tau_0 = 1.5 \times 10^{-13}\,\mathrm{sec} \qquad (7.4a)$$

ヲ得ルシ、又若シ J_1 ヲ全部引キ去ッテ J_2 ノミヲ残スコトニスルト、

$$\tau_0 = 1.1 \times 10^{-16}\,\mathrm{sec} \qquad (7.4b)$$

トナル。コレラハ（7.1）ノ場合ニ比べ遙カニ短カイ。

以上ニヨリ中性中間子ハ非常ニ短カイ壽命ヲモッテ光子ニ轉化スルコトガ分ッタ。從ッテ若シ中性中間子ガ存在スルト假定スルナラバソノ崩壊過程ハ宇宙線現象ニ於イテ充分認メラレル筈デアル。帯電中間子ガ大氣ノ上層デ生成サレル際ニハ中性中間子モ當然同ジ位創ラレテ居ラネバナラナイガ、後者ハ直チニ軟成分ニ移リ變ルノデアルカラ、上層ニ於イテ軟成分ガ全ク存在シナイト謂フ Schein, Wollan 及 Jesse ノ實驗結果ハ、比較的長イ壽命ノ出テヰル（7.1b）ノ場合ヲ除イテハ、明カニ否定的ナ結論ニ導イテ行ク。コノ實驗ヤ Pfotzer 曲線ノ分析等ヲ通ジテ中性中間子ノ存否ノ問題ヲ更ニ詳シク調ベテミルノハ極メテ肝要ナコトデアルガ、コノ問題ニツイテハ武谷氏ガ別稿ニ於テ論ゼラレル筈デアルカラココデハ立入ラナイ。ソノ結果、現在ノ實驗結果ヲ矛盾ナク説明スルニハ中性中間子ハ軟成分ニ崩壊スルヨリモ遙カニ大キナ確率ヲモッテ中性微子ノ如キモノニ轉化シテヰルトスルカ或ハ全ク存在シナイト考ヘネバナラナイ様デアル。

中性中間子ノ必要ノナイ理論トシテハ中間子対理論（0.1）ガ挙ゲラレルガコレハ具合ガ悪イラシイカラ．§5ニ述ベタ Heitler-Ma ノ理論ニ期待ガ持テル．又次章デ述ベル理論ニ於テハ中性中間子ガ非常ニ短カイ壽命ヲモッテ硬成分粒子ニ轉化スルカラ．上述ノ困難ハ矢張解決サレテヰル。

IV 中間子ト湯川粒子ヲ区別シタ理論

湯川理論ハ元来原子核力トβ崩壊現象ヲ統一的ニ説明セントスル要求ニ応ジテ成立シタモノデアッテ．原子核ノ領域ニ於テハ著シイ成功ヲ収メタ。宇宙線中ニ於ケル中間子ノ発見ハコノ粒子ヲ直ケニ湯川粒子ト同一視スル見解ニ導キ．湯川理論ヲ益ゝ有力ナモノニシタノデアッタガ．前章迄ニ述ベタ如ク．宇宙線ニ関シテ行ハレタ諸実験トノ比較ガ量的ニナルニ従ヒコノ理論ハ幾多ノ困難ニ遭遇スルニ至ッタ。コレ等ノ困難ヲ除クタメニ夫々ノ場合ニナサレダ試ミニ就イテハ既ニ述ベタガ．以下ニ於テハコレ等ノ困難ヲスベテ同時ニ解決スル目的ヲモッテ．中間子ハ湯川粒子ト密接ナ関係ニハアルガ一応異ッタ種類ノ素粒子デアルト謂フ見地ニ立脚シタ理論ニ就イテ議論シタイ。コノ際ニハ中間子ハ Fermi 粒子デアッテモ．又．Bose 粒子デアッテモヨイカラ．両方ノ場合ヲ分ケテ論ズルコトニスル。

§8．中間子ガ Fermi 粒子デアル場合（S.5）

中間子ヲ Fermi 粒子．即チ重電子ト考ヘタ理論トシテハ．既ニ Marshak 達ノ重電子対理論（M.2）及ビ宮島氏ノ理論（M.3）ガ提出サレテヰルガ．コノ節デノベル理論ノ特徴ハ湯川粒子ノ存在ヲ否定シナイデ湯川理論ヲソノ儘ノ形デ保存シテヰル点ニアルコトヲ先ヅ強調シテ置キタイ。

コノ理論ニ於テハ素粒子ノ種類トシテ湯川理論ニ現ハレルモノノ他ニ中間子（スピン $\frac{\hbar}{2}$，質量 μ．記法 $m^\pm$）及ビソレニ対応シタ中性粒子（スピン $\frac{\hbar}{2}$，記法 n）ノ存在ヲ假定シ，* コレ等ノ間ニ湯川理論ノ二ツノ素過程

$$p \rightleftarrows N + Y^+, \quad N \rightleftarrows P + Y^- \qquad (8.1)$$

$$e^- \rightleftarrows \nu + Y^-, \quad \nu \rightleftarrows e^- + Y^+ \qquad (8.2)$$

ト全ク同型ノ相互作用

$$m^+ \rightleftarrows n + Y^+, \quad n \rightleftarrows m^+ + Y^- \qquad (8.3)$$

ヲ導入スル。コレラノ相互作用ノ強サヲ示ス自然常数ヲ夫々 g, g', γ ト記スナラバ，$g^2 \sim \frac{1}{10}\hbar c$，　$g'^2 \sim 10^{-15}\hbar c$，$\gamma^2 \lesssim \frac{1}{100}\hbar c$ ト採ルコトニヨッテ原子核並ビニ宇宙線ニ関シ現在迄ニ得ラレテヰル知識ヲ大体矛盾ナク説明スル可能性ガアル。

* n ノ質量ハ零ト假定スルカラ．中性微子 ν ト同一視シテモヨイ。

先ヅ原子核領域ノ現象（核力及ビβ崩壊）ニ対シテハ湯川理論ガ其ノ儘用ヒラレル。唯違ッテヰル点ハコノ場合核力ノ到達距離ト関係ノアルノハ湯川粒子ノ質量デアッテ．宇宙線中デ発見サレタ中間子ノ質量デナイコトデアル。コノ事情ハ到達距離トシテ $\frac{\hbar}{\mu c}$ ノ約半分ノ値ヲ得テヰル青木氏（A.2）ヤ Hoisington，Share 及ビ Breit（H.3）ノ実験ヲ説明スルニ都合ガヨイ（即チ m_u ヲ μ ノ約二倍ニトレバヨイ）。

次ニ宇宙線現象デアルガ Schein 達（S.7）ノ主張ニ従ヒ一次線ヲ陽子ト假定スルト．コレガ大氣ノ上層デ先ヅ湯川粒子（$Y^\pm$，Y^0）ヲ創生スル湯川粒子ノ質量 m_u ガ中間子ノ質量 μ ニ較ベ大キイト假定スルト（コノ假定ハ直グ上ニ述ベタ事柄カラ望マシイ）．前者ハ自然崩壊ニヨッテ後者ニ変ル：

$$Y^\pm \longrightarrow m^\pm + n \quad (m_u > \mu) \qquad (8.4)$$

$$Y^0 \begin{array}{l} \nearrow m^+ + m^- \quad (m_u > 2\mu) \\ \searrow n + n \end{array} \qquad (8.5)$$

Vector 湯川粒子ノ（8.4）ニヨル崩壊ニ対スル逆固有寿命ハ

$$\frac{m_u c^2}{2\hbar}\left(\frac{2}{3}\frac{\gamma_1^2}{\hbar c}+\frac{1}{3}\frac{\gamma_2^2}{\hbar c}\right)\left\{1-\left(\frac{\mu}{m_u}\right)^2\right\}^2 \qquad (8.6)$$

トナルカラ．$\gamma^2 \sim \frac{1}{100}\hbar c$，$\gamma_2^2 \sim \frac{1}{100}\hbar c$．ト採ルト固有寿命トシテ 10^{-21} sec ナル値ヲ得ル（但シ．m_u ガ μ ニ非常ニ近ヅクト（8.6）ノ最後ノ因子ガ小サクナルタメニ寿命ガ延ビ．$m_u = \mu$ トナツタトキ斯様ナ崩壊過程ハ起ラナクナル．併シ．ソノ場合ニハ普通ノ崩壊

$$Y^{\pm} \longrightarrow \epsilon^{\pm} + \nu$$

ガ起ルカラ．固有寿命ハ 10^{-8} sec ヨリ延ビルコトハ出来ナイ）．

中性湯川粒子 Y^0 ノ（8.5）ニヨル崩壊確率モ．対称理論ヲ採用スルコトニナレバ．（8.6）ト同ジ程度ノ大イサニナルカラ．従来ノ光子ニ轉化スル過程スルモノニ較ベルト遙カニ大キイ．而モコノ際ノ崩壊生成物ハ凡テ硬成分粒子デアルカラ．前節ニ述ベタ武谷氏（T.1）ノ指摘シタ困難ハ解消スル。

斯様ニシテ発生シタ $m^{\pm}$ 及ビ n ハ $Y^{\pm}$ ニ較ベテ物質トノ相互作用ガ小サイ（γ ガ f ヨリ小サイト假定シタタメ）ノデ宇宙線ノ硬成分ヲ形成スル．硬成分ノ斯様ナ創生過程ハ曾ツテ Nordheim（N.2）ガ指摘セル硬成分ノ吸収ハ．ソノ創生ノ確率ニ較ベ遙カニ小サクナクテハナラナイト謂フ要求ヲ満足シテヰル。

$m^{\pm}$ ハ更ニ

$$m^{\pm} \longrightarrow Y^{\pm} + n \longrightarrow \epsilon^{\pm} + \nu + n \qquad (8.6)$$

ノ如ク崩壊シテ軟成分ヲ発生スル。中間子ノ固有寿命 τ_0 ハ実験的ニ 10^{-6} sec デアルコトガ分ツテヰルカラ．コノ値ト β 放射性核ノ特性寿命ノ値ヲ用ヒテ γ ノ大イサヲ決定スルコトガデキル。

Vector 理論及ビ．擬 Scalar 理論デノ計算ニヨルト．τ_0 ハ

夫々ノ場合ニ次ノ式デ與ヘラレル：

$$\frac{1}{\tau_0} = \frac{\mu c^2}{\pi\hbar}\left\{\left(\frac{g_1'\gamma_1}{\hbar c}\right)^2 I_1^{(v)} + \left(\frac{g_2'\gamma_2}{\hbar c}\right)^2 I_2^{(v)}\right\} \qquad (8.7)$$

(Vector)

$$\frac{1}{\tau_0} = \frac{\mu c^2}{\pi\hbar}\left\{\left(\frac{\bar{f}_1'\bar{\gamma}_1}{\hbar c}\right) I_1^{(p)} + \left(\frac{\bar{f}_2'\bar{\gamma}_2}{\hbar c}\right)^2 I_2^{(p)}\right\} \qquad (8.8)$$

（擬 Scalar）

$$\left.\begin{aligned}
I_1^{(v)} &= \frac{1}{(1+A)^2}\left\{\frac{300A^3+870A^2+670A+103}{1440} - \frac{A(A+1)(5A^2+12A+6)}{24}\log\frac{A+1}{A}\right\} \\
I_2^{(v)} &= \frac{1}{(1+A)^2}\left\{\frac{30A^3+285A^2+310A+61}{1440} - \frac{A(A+1)(A^2+4A+6)}{48}\log\frac{A+1}{A}\right\} \\
I_1^{(p)} &= \frac{6A+1}{16} - \frac{A(3A+2)}{8}\log\frac{A+1}{A} \\
I_2^{(p)} &= \frac{1}{(1+A)^2}\quad\frac{1}{480} \\
A &= \left(\frac{m_u}{\mu}\right)^2 - 1
\end{aligned}\right\} \qquad (8.9)$$

今例ヘバ（8.7）ノ第一項ノミヲ用ヒテ γ_1 ノ値ヲ決メテミルト $\gamma_1^2 \sim 0.025\,\hbar c$ トナル。（8.7）ノ第二項或ハ（8.8）ノ第二項ヲ用ヒテ γ_2，或ハ $\bar{\gamma}_2$ ノ値ヲ決メタ場合ニモ同程度ノ大イサニナル。γ ノ値ガコノ程度デアルト $m^{\pm}$ ノ散乱ノ断面積ヲ未ダ充分小サクシテヰナイ虞レガアル許リデナク．

$$n + P \rightarrow m^+ + Y^- + P \rightarrow m^+ + N \qquad (8.10)$$

ノ如ク過程ニヨツテ n ガ観測ニ掛ツテ来ル可能性ガ現ハレ．実験ト直接ニ矛盾スル心配ガアルカラ．γ ノ値ハ出来ル丈小サク採レルコトガ望マシイ。* 所ガ（8.7）及ビ（8.8）ガ二ツノ項ヨリナルコトヲ考慮シテ．g_1，g_2，g_1'，g_2' 等ノ値ヲ適當ニトルナラバ．γ_1，γ_2 等ノ値ハイクラデモ小サクスルコトガ出来ル。例ヘバ．

Vector 理論デ $g_1 = 0$ ト假定スルト g_1' ハβ崩壊ニ関係シナクナルカラ γ_1 ヲ充分小サクスル様ナ大イサニ選ブコトガ出来ル。中間子崩壊ハ γ_1 ダケデ起ルトシテモ差支ヘナイカラ γ_2 モ亦充分小サクトレルコトニナル。擬 Scalar 理論ノ場合ニハ $\bar{f}_1$ ガ核力ニ、$\bar{f}_1'$ ガβ崩壊ニ関與シナイコトヲ考慮シテ上ト同様ノコトヲ行ヘバ、$\bar{\gamma}_1$, $\bar{\gamma}_2$ ヲ同時ニ充分小サクスルコトガ出来ル。

*　勿論 γ ノ値ヲ余リ小サク採ルト (8.5) ノ崩壊過程ノ確率ガ小サクナリスギテ困ル。γ^2 ハ $\frac{1}{100}\hbar c$ ノ程度カ或ハコレヨリ少シ小サイ位ガ適當ト思ハレル。

又以上デハ対稱理論ヲ用ヒテヰルガ、若シ Bethe ノ中性理論或ハ Heitler ノ理論ニ於ケル如ク Y^0 ノ方ガ $Y^\pm$ ヨリモ大キナ湯川常数ニヨリ重粒子ト作用スルモノト假定シタ場合ニモ γ^2 ノ値ハ矢張リ $\frac{1}{100}\hbar c$ ヨリ小サクスルコトガ出来ル。

コノ理論ニ於ケル中間子ノ自然崩壊過程 (8.6) ニツキ特ニ注意セネバナラナイ点ハ、湯川理論ト違ッテソノ崩壊生成物ガ三個ノ粒子デアッテ、而カモソノ中ノ二個ガ物質ト相互作用ノ極メテ小サイ中性粒子デアルコトデアル。コノコトハ中間子ガ物質中デ止メラレタ際ニ必ズシモ常ニハ崩壊電子ガ観測サレテヰナイ事実ヤ氣体中デ崩壊シタ中間子カラ極メテ遅イ電子シカ放出サレテヰナイ場合ノアル事実 (M. 1, A. 1) 等ヲ説明シ、更ニ Nordheim (N. 3) ノ行ッタ中間子ニ伴フ Cascade Shower ノ強度ノ分析ニヨッテモ支持サレテヰル。併シコノ崩壊過程ノ正否ハ宇宙線ニ関スル今後ノ実験的、並ビニ、理論的研究ノ成果ニ俟タネバナラナイ。

尚ホ最後ニ附言シタイノハ、中間子ノスピンガ $\frac{\hbar}{2}$ デアルト謂フコノ理論ノ特徴ガ、硬成分ニ伴フ Burst ノ大イサニ関スル Christy 及ビ日下 (C. 1) ノ計算ニヨリ支持サレテヰルコトデアル。

§9　中間子ガ Bose 粒子デアル場合 (谷川氏ノ理論)

假定 I. 湯川粒子 Y ト中間子 M ハ別種ノ Bose 粒子デアル。

假定 II. 湯川粒子ハ、スピン $\hbar$ ノ Vector 粒子デ、コレト重粒子輕粒子トノ相互作用ハ從來ノ湯川理論ノ假定ヲ容認スル。

假定 III. 中間子ハ、スピン 0 ノ Scalar 粒子デ、コレト重粒子及輕粒子ノ間ニ直接ノ相互作用ハナイ。

假定 IV. 湯川粒子ト中間子ノ間ノ相互作用トシテ次ノ二ツノ場合ヲ考ヘル。

$$\text{素過程 A}: Y^\pm \rightleftarrows M^\pm \tag{9.1}$$

$$\left.\begin{aligned} \text{素過程 B}: Y^\pm &\rightleftarrows M^\pm + M^0 \\ Y^0 &\rightleftarrows M^+ + M^-,\quad M^0 + M^0 \end{aligned}\right\} \tag{9.2}$$

9.1　Aノ場合

(i) Mノ重粒子ニヨル散乱。コノ現象ハ

$$M^+ + N \rightarrow Y^+ + N \rightarrow P \rightarrow N + Y^+$$

ノ如キ過程ニヨッテ起ル。散乱ノ断面積ヲ重粒子ノ反動ヲ無視シテ計算スルト、

$$\sigma = \pi\gamma^2 \frac{g_1^2(g_1^2+2g_2^2)}{(\hbar c)^2}\left(\frac{\hbar}{m_u c}\right)^2 \frac{P_0^3 P^3 (P_0^2 + E_0^2 + m_u^2 c^4)}{(m_u c^2)^2 E_0^2 (P_0^2 + m_u^2 c^4)\{E_0 - \sqrt{P_0^2 + m_u^2 c^4}\}^2} \tag{9.3}$$

ヲ得ル。但シ E_0 及 P_0 ハ入射中間子ノエネルギー及ビ運動量 (×c) ヲ表シ、P ハ散乱湯川粒子ノ運動量 (×c) デアル。又 $\tilde{g}$ ハ (9.1) ナル相互作用ノ大イサヲ與ヘル (次元ノ無イ) 常数デアル。コノ式デ $g_1^2 = g_2^2 \sim \frac{1}{10}\hbar c$, $\gamma^2 \sim \frac{1}{100}$, $m_u = 3\mu$, $E_0 \sim m_u c^2$ トスルト $\sigma \cong 4 \times 10^{-24}\,\mathrm{cm}^2$ トナル。従ッテ $\gamma \sim \frac{1}{10}$ ノ程度ニ採レバ中間子ノ重粒子ニヨル散乱ニ関スル Wilson ノ実験ヲ説明出来ル。特ニ $g_1 = 0$ 即チ Single Force Hypothesis

ヲ採用スレバ断面積ハ完全ニ零トナル。

＊　コノ節ハ谷川安孝氏ニ書イテ頂イタモノデ、術語ヤ記法ダケヲ他ノ箇所ト揃フ様ニ直シタ。

（ii）湯川粒子ノ崩壊　湯川粒子ハ

$$Y^{\pm} \longrightarrow M^{\pm} + \hbar\nu$$

ナル過程ニヨリ崩壊スル。$\gamma^2 \sim \frac{1}{100}$，$M_u = 3\mu$ トスレバ

$$\tau_0 \simeq 10^{-16}\,\mathrm{sec} \quad \text{ヲ得ル。}$$

（iii）中間子ノ自然崩壊　相互作用ノ *Hamilton* 函数ノ形カラ推察サレル如ク、静止シテヰルMハ假令中間状態トシテモYニ変化シ得ナイ，従ッテMガYニ変リ，Yガ更電子中性微子ニ轉化スルトイフ過程

$$M^+ \longrightarrow Y^+ \longrightarrow C^+ + \nu$$

ニヨッテハ，Mノ自然崩壊ハ起ラナイ。

従ッテコレヲ説明スルニハ相対性論的影響トシテ生ズルMト軽粒子ノ相互作用ヲ考慮シナケレバナラナイ。コノ事情ハ幾分擬 *scalar* 理論ノ場合ト類似シテヰル．

コノ場合ノ固有壽命ハ

$$\tau_0 \simeq \frac{4}{\gamma^2}\left(\frac{\hbar c}{g_1'}\right)^2 \cdot \frac{\hbar}{\mu c^2}\left(\frac{M_u}{m}\right)^2 \cong 10^{-1}\,\mathrm{sec} \qquad (9.4)$$

トナリ実験ト全然一致シナイ。

従ッテMノ壽命ヲ実驗値 10^{-6} sec ト一致サセル為ニハ最初ノ假定ニ反シテMト軽粒子間ニ直接ノ相互作用ヲ假定シテヤラネバナラナイ。

コノ困難ヲ解決スルニハ假定IIIニ於ケル中間子ノスピンヲ $\hbar$ トシ湯川粒子ト只質量ダケヲ異ニスル粒子ト考ヘレバヨイ。即チIIIノ代リニ [illegible]

假定III' 中間子ハスピン $\hbar$ ノ *Vector* 粒子デアッテ，湯川粒子トハ質量ヲ異ニシ，重粒子及ビ軽粒子トノ直接ノ相互作用ハナイ。

ヲ假定スル。ソウスルト

（i）' Mノ重粒子ニヨル散乱，断面積ハ

$$\sigma = \frac{\pi}{3}\gamma^2\frac{(g_1^2+2g_2^2)}{\hbar c}\left(\frac{\hbar}{M_u c}\right)^2 f(P_0, P) \qquad (9.3')$$

トナリ，$E_0 \sim M_u c^2$，$\gamma^2 \sim \frac{1}{100}$ ノ場合 $\sigma \simeq 10^{-28} \sim 10^{-27}\,\mathrm{cm}^2$ ヲ得ル。

（ii）' 湯川粒子ノ自然崩壊，$\gamma^2 \sim \frac{1}{100}$，$M_u = 3\mu$ トシタ場合固有壽命トシテ $\tau_0 \simeq 10^{-17}\,\mathrm{sec}$ ヲ得ル。

（iii）中間子ノ自然崩壊　コノ場合ニハ τ_0 ハ

$$\frac{1}{\tau_0} = \frac{\gamma^2}{4}\left(\frac{\mu c^2}{2\hbar}\right)\left(\frac{2}{3}\frac{g_1'^2}{\hbar c} + \frac{1}{3}\frac{g_2'^2}{\hbar c}\right)\left(\frac{\mu}{M_u-\mu}\right)^2 \qquad (9.4')$$

デ與ヘラレ數値ヲ入レルト $\tau_0 \sim 10^{-6}\,\mathrm{sec}$ トナッテ実測値ト一致スル。

コノ理論ニツイテ一言注意セネバナラヌ点ハ，湯川粒子ノ場変数ト中間子ノ場変数ノ間ニ適當ナ正準変換ヲ行フナラバ，YトMノ間ノ相互作用ハ取除キ得ルコトデアル。

＊　之ハ宮島氏ノ注意ニヨル。

併シソウスルト今度ハMト重粒子，軽粒子ノ間ニ相互作用ガ生ジソノ相互作用ノ大イサハ大体，$g_1\gamma\left(\frac{\mu}{M_u}\right)$，$g_2\gamma\left(\frac{\mu}{M_u}\right)$，$g_1'\gamma\left(\frac{\mu}{M_u}\right)$，$g_2'\gamma\left(\frac{\mu}{M_u}\right)$ トナリ，$\gamma \simeq \frac{1}{10}$ ニトレバコレラハ g_1，g_2，g_1'，g_2' ニ比ベズット小サイ。従ッテコノ場合ノ種々ナ結果ハ正準変換ヲ行ハナイ場合ト殆ンド変化シナイ。特ニYノ自然崩壊ハ次ノ如キ過程ヲ通ッテ起ル：

$$Y^+ \longrightarrow P + \bar{N} \longrightarrow P' + \hbar\nu + \bar{N} \longrightarrow M^+ + \hbar\nu$$

但シ $\bar{N}$ ハ反中性子ヲ表ハス。

尚ホ中間子ヲ *Vector* 粒子ト考ヘルコトハ Christy 及日下（C.1）ノ計算ニヨレバ多少困難ガアル様ニ思ハレル。

9.2　B ノ場合

（i）中間子ノ固有壽命．自然崩壊ハ

$$M^{+} \longrightarrow Y^{+} + M^{0} \longrightarrow e^{+} + \nu + M^{0}$$

ノ過程ニヨリ起リ．固有壽命ハ

$$\frac{1}{\tau_0} = \frac{3\pi^2}{64}\left(\frac{\mu}{m}\right)^5\left(\frac{\hbar c}{g_1}\right)^2\frac{\gamma^2}{\Gamma_1}\, g(\theta) \qquad (9.5)$$

トナル，但シ

$$\left.\begin{aligned} g(\theta) &= \theta^2\left(\frac{13}{60} - \frac{29}{672}\theta^2 + \cdots\cdots\right), \\ \theta &= \frac{\mu}{m_u}, \end{aligned}\right\} \qquad (9.6)$$

γハ（9.2）ノ相互作用ノ大イサヲ決メル（次元ノ無イ）常数デアル。

$\theta = \frac{1}{2}$，$\gamma^2 = \frac{1}{200}$ ト採ルト　$\tau_0 \simeq 10^{-6}\,\mathrm{sec}$ ヲ得ル．

（ii）湯川粒子ノ自然崩壊ハ

$$Y^{+} \longrightarrow M^{+} + M^{0}$$

ニヨリ起リ．固有壽命トシテハ

$$\frac{1}{\tau_0} = \frac{4\pi^2}{3}\,\frac{m_u C^2}{\hbar}\,\gamma^2\,\frac{1-\theta^2}{1+\theta^2} \qquad (9.7)$$

ガ得ラレル。$\gamma^2 = \frac{1}{200}$ トトルト $\tau_0 \simeq 1.6\times 10^{-22}\,\mathrm{sec}$ トナル。

（iii）M ノ重粒子ニヨル散亂ハ計算スル迄モナク，$\gamma^2 \sim \frac{1}{200}$ 程度ニ採レバヨイコトカラ、断面積ハ $10^{-28}\,\mathrm{cm}^2$ 以下ニナルコトガ容易ニ分カル。

從ツテ相互作用 B ヲ假定スレバ從來ノ湯川理論ト實驗ノ間ノ矛盾ヲ解決シ得ル可能性ガ確カニ存在スル。

引用文献

A. 1　Anderson & Neddermeyer : Phys. Rev. 54 (1938), 88.

A. 2　青木 : 数物記事 21 (1939), 232

A. 3　荒木 : 数物会誌 16 (1942), 329

A. 4　—— : 理研歐文報告 40 (1943), 311

B. 1　Bhabha : Phys. Rev. 59 (1941), 100

C. 1　Christy & 日下 : Phys. Rev. 59 (1941), 414

F. 1　Fierz : Helv. Phys. Acta 14 (1941), 105

H. 1　Heitler & Ma : Proc. Roy. Soc. 176 (1940), 368

H. 2　Heitler : Proc. Cambr. Phil. Soc. 37 (1941), 291.

H. 3　Hoisington, Share & Breit : Phys. Rev. 56 (1939), 884.

K. 1　Kemmer : Proc. Roy. Soc. 166 (1938), 127.

K. 2　小林 : 数物記事 23 (1941), 891.

K. 3　Konopinski & Uhlenbeck : Phys. Rev. 60 (1941), 308.

M. 1　Maier-Leibnitz : ZS. Phys. 112 (1939), 569

M. 2　Marshak : Phys. Rev. 57 (1940), 1101.

M. 3　宮島 : 理研歐文報告 39 (1941), 28；数物会誌 16 (1942), 236

M. 4　—— : 数物会誌 16 (1942), 340

M. 5　Møller & Rosenfeld : Kgl. Danske Vidensk. Selskab. Math.-Fys. Med. XVII (1940), 8

N. 1　中村 : 数物会誌 16 (1942), 201

N. 2　Nordheim : Phys. Rev. 56 (1939), 502

N. 3　—— : Phys. Rev. 59 (1941), 554

O. 1　尾崎 : 数物会誌 16 (1942), 204

R. 1　Rozental : Phys. Rev. 60 (1941), 612

S. 1　坂田及谷川 : Phys. Rev. 57 (1940), 548

S. 2　坂田 : 数物記事 23 (1941), 283

S. 3　—— : 数物記事 23 (1941), 291

S. 4　—— : 数物記事 24 (1942), 843; 数物記事 25 (1943), 86

S. 5　坂田及井上 : 数物会誌 16 (1942), 232

S. 6　坂田及平野 : 数物会誌 17 (1943), 印刷中

S. 7　Schein, Wollan & Jesse : Phys. Rev. 59 (1941), 615

S. 8　Sokolow : Journal of Phys. (U.S.S.R.) 5 (1941), 231

T. 1　武谷 : 科学 11 (1941), 523

T. 2　谷川 : 数物記事 24 (1941) 610

T. 3　谷川及湯川 : 数物記事 23 (1941), 445

T. 4　谷川及上野 : 理研欧文報告 38 (1941), 433

T. 5　朝永 : 理研欧文報告 40 (1942), 73

W. 1　Wilson : Proc. Roy. Soc. 174 (1940) 73

W. 2　Wilson : Proc. Cambr. Phil. Soc. 37 (1941), 301.