高エネルギーにおけるニュートリノとバリオンの相互作用を研究するにあたって

宮　本　道　子

§1　いろいろな相互作用

ニュートリノとバリオンの相互作用として昔からよく知られたβ崩壊について考えてみたい。β崩壊は $N\rightarrow P+e+\bar{\nu}$ 又は $N+\nu\rightarrow P+\bar{e}$ とも書かれる。このような相互作用を数式で書き表わしたい。一般にスカラーな相互作用は，$C_S(\bar{\psi}_P\psi_N)(\bar{\psi}_e\psi_\nu)$ のように書く。ψ_P，ψ_N，ψ_e，ψ_ν はそれぞれプロトン，ニュートロン，エレクトロン，ニュートリノの波動函数を表わす。もし相互作用がベクトルであると，$C_V(\bar{\psi}_P\gamma_\mu\psi_N)(\bar{\psi}_e\gamma_\mu\psi_\nu)$ のように書き表わすことが出来る。アクシアルベクトルな相互作用の場合は $C_A(\bar{\psi}_P\gamma_\mu\gamma_5\psi_N)(\bar{\psi}_e\gamma_\mu\gamma_5\psi_\nu)$ のように，またシュード・スカラーな相互作用であると，$C_P(\bar{\psi}_P\gamma_5\psi_N)(\bar{\psi}_e\gamma_5\psi_\nu)$ のように書かれる。テンソルな相互作用の場合は，

$$\sigma_{\mu\nu}=\frac{i}{2}(\gamma_\mu\gamma_\nu-\gamma_\nu\gamma_\mu)$$

とすると，$C_T(\bar{\psi}_P\sigma_{\mu\nu}\psi)(\bar{\psi}_e\sigma_{\mu\nu}\psi_\nu)$ のように書き表わされる。C_V，C_S，C_A，C_P，C_T によって，それぞれの相互作用定数を表わすものとする。

§2　粒子の満たす波動方程式

スピン $\frac{1}{2}$ の相対論的粒子の振幅を一般に，$\psi=\begin{pmatrix}u\\v\end{pmatrix}$ のように考えると，これらの振幅は，質量がゼロのとき次の方程式を満たす。

$$(\boldsymbol{E}-\boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{P})u=0$$

または，$$(\boldsymbol{E}+\boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{P})v=0$$

ニュートリノについては実験によって，振幅は一成分であって，

$$(\boldsymbol{E}+\boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{P})v=0$$

となる。(Lee と Yang による)

電子については，質量を m とすると，

$$(\boldsymbol{E}-\boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{P})u=mv$$
$$(\boldsymbol{E}+\boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{P})v=mu$$

のように書けることが知られている。

§3 プロジェクション・オペレーター

プロジェクション・オペレーターは，

$$a=\frac{1}{2}(1+i\gamma_5)$$

であるが，これを γ_5 のマトリックス表現

$$i\gamma_5=\begin{pmatrix}-1&0&0&0\\0&-1&0&0\\0&0&1&0\\0&0&0&1\end{pmatrix} \tag{1}$$

を用いて表わすと，

$$a=\frac{1}{2}(1+i\gamma_5)=\frac{1}{2}\left\{\begin{pmatrix}1&0&0&0\\0&1&0&0\\0&0&1&0\\0&0&0&1\end{pmatrix}+\begin{pmatrix}-1&0&0&0\\0&-1&0&0\\0&0&1&0\\0&0&0&1\end{pmatrix}\right\}$$

$$=\begin{pmatrix}0&0&0&0\\0&0&0&0\\0&0&1&0\\0&0&0&1\end{pmatrix}=\begin{pmatrix}0&0\\0&1\end{pmatrix}$$

となる。$\psi=\begin{pmatrix}u\\v\end{pmatrix}$ としたから，$a\psi=\begin{pmatrix}0&0\\0&1\end{pmatrix}\begin{pmatrix}u\\v\end{pmatrix}=\begin{pmatrix}0\\v\end{pmatrix}$，同様に $\bar{a}=\frac{1}{2}(1-i\gamma_5)$

となるから，これを(1)を用いて同様なマトリックス表現をすると，

$$\bar{a} = \frac{1}{2}(1-i\gamma_5) = \frac{1}{2}\left\{\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}\right\}$$

$$= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$$

となって，$\bar{a}\psi = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u \\ 0 \end{pmatrix}$ となる。ここで，このプロジェクション・オペレーターには次の性質がある。

$$a^2 = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = a$$

$$\bar{a}^2 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} = \bar{a}$$

$$a\bar{a} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} = 0$$

$$\bar{a}a = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = 0$$

$$\bar{a}+a = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = 1$$

§4　β崩壊の相互作用プロジェクション・オペレーターによる表現

§1で，いろいろな相互作用を考えたが，これらの組合せで，一つのカップリングコンスタントGを持つようなβ崩壊を考えてみると，

$$G(\overline{\bar{a}\psi_p}\gamma_\mu a\psi_N)(\overline{\bar{a}\psi_e}\gamma_\mu a\psi_\nu) \qquad (2)$$

のようになるが，

$$\gamma_0 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \qquad \boldsymbol{\gamma} = \begin{pmatrix} 0 & -\boldsymbol{\sigma} \\ \boldsymbol{\sigma} & 0 \end{pmatrix}$$

$\bar{a}\gamma_\mu = \gamma_\mu a$　$a^2 = a$ というこれらのマトリックスの性質を用いて，(2)を変形すると，

$$
\begin{aligned}
&G(\overline{a\psi}_P\gamma_\mu a\psi_N)(\overline{a\psi}_e\gamma_\mu a\psi_\nu)\\
&=G(\bar{\psi}_P\bar{a}\gamma_\mu a\psi_N)(\bar{\psi}_e\bar{a}\gamma_\mu a\psi_\nu)\\
&=G(\bar{\psi}_P\gamma_\mu a\psi_N)(\bar{\psi}_e\gamma_\mu a\phi_\nu) \qquad (3)
\end{aligned}
$$

となる。

§ 5　β 崩壊の振幅の計算

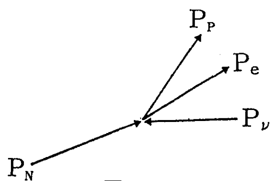

図　1

ポーラライズした中性子を考えると，二つのプロトンスピンの状態について，次のポーラライズしたときのプロジェクション・オペレーター $\frac{1}{2}(1+i\not{W}_N\gamma_5)$ と $\frac{1}{2}(1+i\not{W}_e\gamma_5)$ を用いると，

$$
\begin{aligned}
&\sum_{\text{proton spin}} T^*T = G^2\mathrm{spur}\{\gamma_\nu a(\not{P}_P+M)\gamma_\mu a(\not{P}_N+M)\\
&\times[(1+i\not{W}_N\gamma_5)/2]\}\times\mathrm{spur}\{\gamma_\nu a(\not{P}_e+m)[(1+i\not{W}_e\gamma_5)/2]\gamma_\mu a\not{P}_\nu\}\\
&=4G^2M^2E_eE_\nu(1+\cos\theta_\nu)(1-\varepsilon V_e) \qquad (4)
\end{aligned}
$$
[a][b][c]

となる。M はバリオンの質量，$\varepsilon=\pm1$，θ_ν は中性子のスピンの方向と放出された反ニュートリノの方向のなす角である。又，$\not{a}=a_\mu\gamma_\mu$ である．

(a)　Schweber : Relativistic Quantum Field Theory.

(b)　R. P. Feynman : The Theory of Fundamental Processes.

(c)　Springer Tracts in Modern Physics
Ergebniss der exakten Natur-wissenshaften 52 1970.

§ 6　コーク・モデル

ここで，コーク・モデルを取って考えるのであるが，中性子と陽子の波動函数の SU(6) コーク・モデルの表現は，

$$P_{\pm} = \frac{\sqrt{2}}{3}\{\pm(n_{0\mp}(1)p_{0\pm}(2)p_{0\pm}(3)+n_{0\mp}(2)p_{0\pm}(1)p_{0\pm}(3)$$
$$+n_{0\mp}(3)p_{0\pm}(1)p_{0\pm}(2))\mp\frac{1}{2}n_{0\pm}(1)(p_{0\pm}(2)p_{0\mp}(3)+p_{0\mp}(2)p_{0\pm}(3))$$
$$+n_{0\pm}(2)(p_{0\pm}(1)p_{0\mp}(3)+p_{0\pm}(3)p_{0\mp}(1))+n_{0\pm}(3)(p_{0\pm}(1)p_{0\mp}(2)$$
$$+p_{0\mp}(1)p_{0\pm}(2))\}$$
$$P_{\pm\frac{1}{2}} \longleftrightarrow N_{\pm\frac{1}{2}} \quad , \qquad p_{0\pm} \longleftrightarrow n_{0\pm} \tag{5}$$

となるので，図１における陽子と中性子の相互作用が p_0 コークと n_0 コークの相互作用と考えられるので，(5)式の各コークからなる項の和として振幅が考えられる。そこで，(4)式において，もしかりにコークによって計算した確率振幅の和が，

$$4G^2M^2_{コーク}E_eE_\nu(1+\cos\theta_\nu)(1-\varepsilon V_e)$$

となると考えると，バリオンの質量が 0.938 GeV であるのに対して p_0，n_0 コークの質量が 0.39GeV(注) であるので，コークによる相互作用定数はバリオンによる相互作用定数の約 $\frac{0.938}{0.39}\approx 2.4$ 倍になると考えられる。以前の Nonleptonic Hyperon Decay と同様にコーク・モデルを取り，(注)において表にするコークの定義と質量を用いて，β 崩壊だけではなく，もっと一般的なニュートリノとバリオンの相互作用についての研究を始めることにしたい。

(注)[(a)(b)]

Symbol in SU(4)	in SU(3)	Q	I_3	C	Y	S	質　量
u	p_0	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{2}$	0	$\frac{1}{3}$	0	$0.39\,\mathrm{GeV}=\frac{1}{2}\rho=\frac{1}{2}\omega$
d	n_0	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{2}$	0	$\frac{1}{3}$	0	$0.39\,\mathrm{GeV}=\frac{1}{2}\rho=\frac{1}{2}\omega$
s	λ_0	$-\frac{1}{3}$	0	0	$-\frac{2}{3}$	-1	$0.51\,\mathrm{GeV}=\frac{1}{2}\phi$
c		$\frac{2}{3}$	0	1	$-\frac{2}{3}$	0	$1.55\,\mathrm{GeV}=\frac{1}{2}\psi$

(a) Summer Instituteon Particle Physics (SLAC) August 2-13, 1976 by Prof. J. D. Jackson.
(b) 日本数学会，日本物理学会 創立100年記念における講演，
The Experimental Basis for the New Quark Spectroscopy by Prof. W. K. H. Panofsky (USA).

Summary

A discussion of the study of the interaction of
neutrino with baryon in high-energy

Michiko Miyamoto

In this paper, I discussed the theory of β-decay as an ordinary type interaction of neutrino with baryon, taking the quark model as I previously have done. Recently, decision of quark masses is an interesting topic of our field. Fortunately, Prof. W. K. H. Panofsky had lectured on it at the 100th anniversary meeting of the Japan Physical Science Association, and I have based these notes on his remarks.