Nonleptonic Hyperon Decay in the Quark Model

宮　本　道　子

§1　序　　論

前の論文[1]の§4, Discussion のところで述べたように,＜B＋π｜V(1.2)｜B＞を今回はマトリックスエレメントとして求め，さらに F/D＝0ではなくて, F/D≠0として研究を進めてゆきたい。

今回も SU(6)[1] quark model すなわち SU(3)×SU(2) quark model による波動函数を取る。

ハミルトニアンは，強い相互作用として,

$$H_S\,;\ i\frac{G\hbar}{\mu c}\bar{q}\gamma_5\gamma_\mu\lambda_\alpha q\,\partial_\mu\varphi_\alpha \tag{1}$$

弱い相互作用として，(|△S|＝1，|△I|＝½，CP不変)

$$H_W\,;\ \frac{f_b\hbar}{\mu c}\bar{q}(1+i\gamma_5)\gamma_\mu[\lambda_6,\lambda_\alpha]_+ q\,\partial_\mu\varphi_\alpha$$
$$+\frac{f_F\hbar}{\mu c}\bar{q}(1+i\gamma_5)\gamma_\mu[\lambda_6,\lambda_\alpha]_- q\,\partial_\mu\varphi_\alpha \tag{2}$$
$$+\,i\frac{f_S\hbar}{\mu c}\bar{q}\gamma_5\gamma_\mu \mathrm{Sp}(\lambda_6\lambda_\alpha)\,q\,\partial_\mu\varphi_\alpha{}^{(2)}$$

を取る。(q；コーク波動函数，φ_α；オクテット・シュードスカラーメソン，G；強い相互作用定数，f_b, f_F, f_S；弱い相互作用定数である。)

§2　ハミルトニアンの非相対論化。

(1)(2)を非相対論化すると、P波に寄与する強い相互作用ハミルトニアンは

$$H_S{}^{(P)}\,;\ \frac{G\hbar}{\mu c}q^\dagger\boldsymbol{\sigma}\cdot\mathbf{P}_\alpha\lambda_\alpha q\,\varphi_\alpha \tag{3}$$

S波に寄与する弱い相互作用ハミルトニアンは,

$$H_W^{(S)} \;;\; \frac{f_b\hbar}{\mu c} E_\alpha q^\dagger[\lambda_6, \lambda\alpha]_+ q\,\varphi_\alpha + \frac{f_F\hbar}{\mu c} E_\alpha q^\dagger[\lambda_6, \lambda\alpha]_- q\,\varphi_\alpha \tag{4}$$

P波に寄与する弱い相互作用ハミルトニアンは,

$$H_W^{(P)} \;;\; \frac{f_b\hbar}{\mu c} q^\dagger \boldsymbol{\sigma}\cdot\mathbf{P}\alpha\,[\lambda_6, \lambda\alpha]_+ q\,\varphi_\alpha + \frac{f_F\hbar}{\mu c} q^\dagger \boldsymbol{\sigma}\cdot\mathbf{P}\alpha\,[\lambda_6, \lambda\alpha]_- q\,\varphi_\alpha$$
$$+\frac{f_S\hbar}{\mu c} q^\dagger \boldsymbol{\sigma}\cdot\mathbf{P}\alpha\,\mathrm{Sp}\,(\lambda_6, \lambda\alpha)\, q\,\varphi_\alpha \tag{5}$$

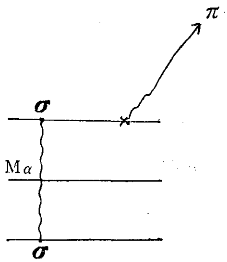
となる。

（$E\alpha$, $\mathbf{P}\alpha$はオクテット・シュードスカラーメソンのエネルギーとモーメンタムである。）

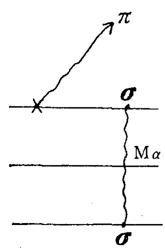
上記ハミルトニアンのユニタリースピン部分は Appendix A に記しておく。

§ 3 Nonleptonic Decay Process

S波のファイマングラフ

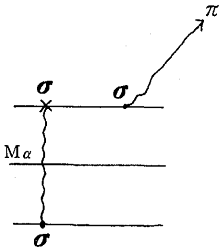


図a 1

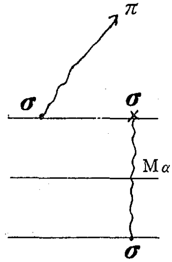


図a 2

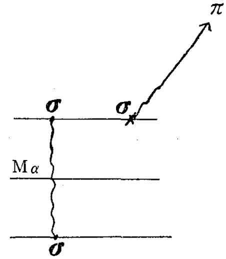
P波のファイマングラフ



図b 1



図b 2



図c 1

図のファイマングラフのシュード・スカラーメソンのやりとりは、次のようなポテンシャルであると考えることが出来る。

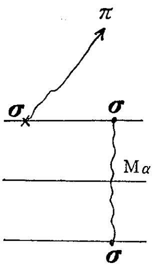


図 c 2

すなわち、核子1，2の間に働く中間子と交換するポテンシャルとの類似で，コーク1，2の間に働くポテンシャルを

$$V(1,2) = -\frac{f^2\hbar^2}{4\pi\mu^2c^2}(\boldsymbol{\tau}^{(1)}\boldsymbol{\tau}^{(2)})(\boldsymbol{\sigma}^{(1)}\frac{\partial}{\partial\mathbf{r}})(\boldsymbol{\sigma}^{(2)}\frac{\partial}{\partial\mathbf{r}})$$

$$\frac{\exp(-\mu c|\mathbf{r}_1-\mathbf{r}_2|/\hbar)}{|\mathbf{r}_1-\mathbf{r}_2|}$$

と考える。

序論で述べたように，図のポテンシャル部分の計算は

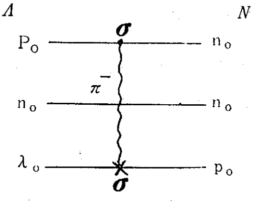
$$(\boldsymbol{\sigma}^{(i)}\boldsymbol{\sigma}^{(j)})=2\sigma_+{}^{(i)}\sigma_-{}^{(j)}+2\sigma_-{}^{(i)}\sigma_+{}^{(j)}+\sigma_z{}^{(i)}\sigma_z{}^{(j)}$$

のように書きなおして，例えば，次のようなグラフであれば，

$$\langle N|(\bar{n}_o^{(i)}\,p_o{}^{(j)})\,\pi^-\pi^+(\bar{p}_o^{(i)}\,\lambda_o{}^{(j)})\,(2\sigma_+{}^{(i)}\sigma_-{}^{(j)}$$

$$+2\sigma_-{}^{(i)}\sigma_+{}^{(j)}+\sigma_z{}^{(i)}\sigma_z{}^{(j)})\,|\,\Lambda\rangle$$

のように各マトリックスエレメントを求めた。



図

§ 4　計算結果

ポテンシャル部分の計算結果は，

	Dタイプ	Fタイプ
	$\langle N\|V\|\Lambda\rangle=3\sqrt{6}$	0
	$\langle \Lambda\|V\|\Xi^0\rangle=-\frac{14}{3}\sqrt{6}$	0
	$\langle P\|V\|\Sigma^+\rangle=-\frac{38}{3}$	0
	$\langle N\|V\|\Sigma^0\rangle=\frac{38}{3\sqrt{2}}$	0

となった。

これらにパイオン放出部分のマトリックスエレメントをかけて，得られた各プロセスのマトリックスエレメントの和は，実験値と比例していることから，P波について，次の式が得られる。

$$
\begin{array}{ll}
\Lambda^{0}_{-} & -71.443+3.674\,a+19.596\,b=0.578\,c \\
\Xi^{-}_{-} & 12.656-1.225\,a-4.898\,b=0.37\,c \\
\Sigma^{+}_{+} & 88.666-56\,b=-c \\
\Sigma^{-}_{-} & -26.333+a-32\,b=0 \\
\Lambda^{0}_{0} & 50.517-2.598\,a-13.857\,b=-0.409\,c \\
\Xi^{0}_{0} & -8.949+0.866\,a+3.464\,b=-0.262\,c \\
\Sigma^{+}_{0} & 81.317-0.707\,a-50.911\,b=-0.729\,c
\end{array}
$$

$$a=\frac{f_F}{f_D} \qquad b=\frac{f_S}{f_D}$$

これらより，a，b，c を求めると，$a=17.638$，$b=-0.271$，$c=-20.678$ が得られた。

S波については，$F/D\neq 0$ であっても結果は $F/D=0$ の場合[1]と同じになるので，説明は省略する。

これらによって得られた結果は，次の表のようになる。

	S-wave		P-wave	
	実　験	理　論	実　験	理　論
Λ^{0}_{-}	0.833	1.225	0.578	0.162
Ξ^{-}_{-}	−1.192	−1.225	0.370	0.122
Σ^{+}_{+}	0	0	−1	−1
Σ^{-}_{-}	−1	−1	0	0
Λ^{0}_{0}	−0.589	−0.866	−0.409	−0.115
Ξ^{0}_{0}	0.589	0.866	−0.262	−0.073
Σ^{+}_{0}	0.710	0.707	−0.729	−1.279

§ 5　Discussion

今後は，ＳＵ(3)×ＳＵ(2)を内に含むＳＵ(4)×ＳＵ(2)モデルを考えて，そのハミルトニアンを作って，研究をすすめてゆきたいと考えている。

（注）文字の肩のところの数字は参照論文及び文献を表わす。

参照論文及び文献

(1)　神戸女学院大学　論集17巻第３号（p.55）

(2)　Refined Quark Model of Weak Hadron Decays.

D. Flamm and W. Majerotto

IL NUOVO CIMENTO Vol. LXVIA, N. 4 p.797

Appendix A

弱い相互作用のユニタリースピン部分は，

$$q^\dagger[\lambda_6,\lambda\alpha]_+\frac{\varphi_\alpha}{\sqrt{2}}q=\bar{p}_0\pi^+\lambda_0+\bar{\lambda}_0\pi^-p_0-\frac{\pi^0}{\sqrt{2}}(\bar{\lambda}_0n_0+\bar{n}_0\lambda_0)$$

$$+\bar{p}_0k^+n_0+\bar{n}_0k^-p_0+\bar{n}_0(k^0+\bar{k}^0(n_0+\bar{\lambda}_0(k^0+\bar{k}^0)\lambda_0$$

$$-\frac{\eta}{\sqrt{6}}(\bar{\lambda}_0n_0+\bar{n}_0\lambda_0)$$

$$q^\dagger[\lambda_6,\lambda\alpha]_-\frac{\varphi_\alpha}{\sqrt{2}}q=\bar{\lambda}_0\pi^-p_0-\bar{p}_0\pi^+\lambda_0+\frac{\pi^0}{\sqrt{2}}(\bar{n}_0\lambda_0-\bar{\lambda}_0n_0)$$

$$+\bar{n}_0k^-p_0-\bar{p}_0k^+n_0+\bar{n}_0(\bar{k}^0-k^0)n_0-\bar{\lambda}^0(\bar{k}^0-k^0)\lambda_0$$

$$-\frac{3}{\sqrt{6}}\eta(\bar{n}_0\lambda_0-\bar{\lambda}_0n_0)$$

$$q^\dagger S_p(\lambda_6,\lambda\alpha)\frac{\varphi_\alpha}{\sqrt{2}}q=\bar{n}_0(k^0+\bar{k}^0)n_0+\bar{\lambda}_0(k^0+\bar{k}^0)\lambda_0$$

となり，強い相互作用のユニタリースピン部分は，

$$q^\dagger\lambda\alpha\frac{\varphi_\alpha}{\sqrt{2}}q=\frac{1}{\sqrt{2}}(\bar{p}_0\pi^0p_0-\bar{n}_0\pi^0n_0)+\bar{n}_0\pi^-p_0+\bar{p}_0\pi^+n_0$$

$$+\bar{\lambda}_0k^-p_0+\bar{p}_0k^+\lambda_0+\bar{\lambda}_0\bar{k}^0n_0+\bar{n}_0k^0\lambda_0+\frac{1}{\sqrt{6}}(\bar{p}_0\eta p_0$$

$$+\bar{n}_0\eta n_0-2\bar{\lambda}_0\eta\lambda_0)$$

となる。

Summary

Nonleptonic Hyperon Decay in the Quark Model

Michiko Miyamoto

Though we studied nonleptonic hyperon decays with $F/D=0$ before, we take $F/D \neq 0$ now. And also, though we thought $\langle B+\pi \mid V(1,2) \mid B \rangle$ was just a constant before, we would like to think it a matrix element now. From these points of view, we eagerly promote our research.