

Nonleptonic Hyperon Decay in the Quark Model

宮 本 道 子

§ 1 序 論

前の論文の § 4, Discussion のところで述べたように, $\langle B + \pi | V(1.2) | B \rangle$ 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, $F/D \neq 0$ として研究を進めてゆきたい。

今回も $SU(6)$ quark model すなわち $SU(3) \times SU(2)$ 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,

$$H_s ; i \frac{G\hbar}{\mu C} \bar{q} \gamma_5 \gamma_\mu \lambda_\alpha q \partial_\mu \varphi_\alpha \quad (1)$$

弱い相互作用として, ($|\Delta S|=1$, $|\Delta I|=\frac{1}{2}$, CP 不変)

$$\begin{aligned} H_w ; & \frac{f_b \hbar}{\mu C} \bar{q} (1 + i \gamma_5) \gamma_\mu [\lambda_6, \lambda_\alpha]_+ q \partial_\mu \varphi_\alpha \\ & + \frac{f_F \hbar}{\mu C} \bar{q} (1 + i \gamma_5) \gamma_\mu [\lambda_6, \lambda_\alpha]_- q \partial_\mu \varphi_\alpha \\ & + i \frac{f_s \hbar}{\mu C} \bar{q} \gamma_5 \gamma_\mu \text{Sp}(\lambda_6 \lambda_\alpha) q \partial_\mu \varphi_\alpha^{(3)} \end{aligned} \quad (2)$$

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

$$H_s^{(P)} ; \frac{G\hbar}{\mu C} \bar{q} \sigma \cdot \mathbf{P} \alpha \lambda_\alpha q \varphi_\alpha \quad (3)$$

S波に寄与する弱い相互作用ハミルトニアンは,

$$H_W^{(S)} ; \frac{f_b \hbar}{\mu C} E_\alpha q^\dagger [\lambda_6, \lambda_\alpha]_+ q \varphi_\alpha + \frac{f_r \hbar}{\mu C} E_\alpha q^\dagger [\lambda_6, \lambda_\alpha]_- q \varphi_\alpha \quad (4)$$

P波に寄与する弱い相互作用ハミルトニアンは,

$$H_W^{(P)} ; \frac{f_b \hbar}{\mu C} q^\dagger \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{P}_\alpha [\lambda_6, \lambda_\alpha]_+ q \varphi_\alpha + \frac{f_r \hbar}{\mu C} q^\dagger \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{P}_\alpha [\lambda_6, \lambda_\alpha]_- q \varphi_\alpha \\ + \frac{f_s \hbar}{\mu C} q^\dagger \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{P}_\alpha S_P (\lambda_6, \lambda_\alpha) q \varphi_\alpha \quad (5)$$

となる。

(E_α , \mathbf{P}_α 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波のファイマンングラフ

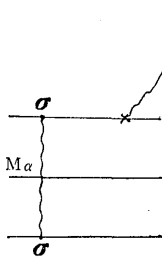


図 a₁

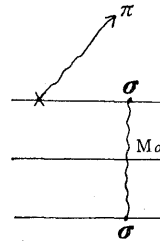


図 a₂

P波のファイマンングラフ

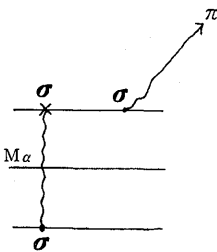


図 b₁

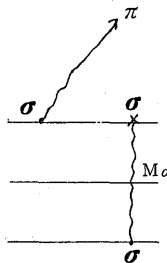


図 b₂

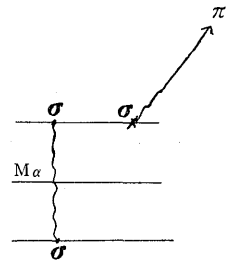


図 c₁

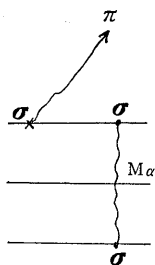


図 c 2

図のファイン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。

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

$$V(1,2) = -\frac{f^2 \hbar^2}{4\pi \mu^2 c^2} (\tau^{(1)} \tau^{(2)}) (\sigma^{(1)} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}}) (\sigma^{(2)} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}}) \frac{\exp(-\mu c |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2| / \hbar)}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|}$$

と考える。

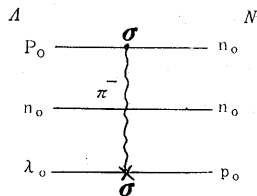
序論で述べたように、図のポテンシャル部分の計算は

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

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、

$$\langle N | (n_0^- \rho_0^{(j)}) \pi^- \pi^+ (\rho_0^- \lambda_0^{(j)}) (2\sigma_+^{(i)} \sigma_-^{(j)} + 2\sigma_-^{(i)} \sigma_+^{(j)} + \sigma_z^{(i)} \sigma_z^{(j)}) | \Delta \rangle$$

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
$\langle N V \Delta \rangle = 3\sqrt{6}$	0
$\langle \Delta V \Xi^0 \rangle = -\frac{14}{3}\sqrt{6}$	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。

$$\begin{aligned} \Lambda_-^{\circ} & -71.443+3.674 a+19.596 b=0.578 c \\ \Xi_-^{-} & 12.656-1.225 a-4.898 b=0.37 c \\ \Sigma_+^{+} & 88.666 \quad -56 b =-c \\ \Sigma_-^{-} & -26.333+a \quad -32 b =0 \\ \Lambda_0^{\circ} & 50.517-2.598 a-13.857 b=-0.409 c \\ \Xi_0^{\circ} & -8.949+0.866 a+3.464 b=-0.262 c \\ \Sigma_0^{+} & 81.317-0.707 a-50.911 b=-0.729 c \\ a & =\frac{f_F}{f_D} \quad b=\frac{f_S}{f_D} \end{aligned}$$

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 $F/D=0$ の場合と同じになる⁽⁴⁾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°	-0.589	-0.866	-0.409	-0.115
Ξ_0°	0.589	0.866	-0.262	-0.073
Σ_0^{+}	0.710	0.707	-0.729	-1.279

§ 5 Discussion

今後は、 $SU(3) \times SU(2)$ を内に含む $SU(4) \times SU(2)$ 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、

$$\begin{aligned} q^\dagger [\lambda_6, \lambda_\alpha] + \frac{\varphi_\alpha}{\sqrt{2}} q &= \bar{p}_0 \pi^+ \lambda_0 + \bar{\lambda}_0 \pi^- p_0 - \frac{\pi^0}{\sqrt{2}} (\bar{\lambda}_0 n_0 + \bar{n}_0 \lambda_0) \\ &+ \bar{p}_0 k^+ n_0 + \bar{n}_0 k^- p_0 + n_0 (k^0 + \bar{k}^0) (n_0 + \bar{\lambda}_0 (k^0 + \bar{k}^0) \lambda_0) \\ &- \frac{\eta}{\sqrt{6}} (\bar{\lambda}_0 n_0 + \bar{n}_0 \lambda_0) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} q^\dagger [\lambda_6, \lambda_\alpha] - \frac{\varphi_\alpha}{\sqrt{2}} q &= \bar{\lambda}_0 \pi^- p_0 - \bar{p}_0 \pi^+ \lambda_0 + \frac{\pi^0}{\sqrt{2}} (\bar{n}_0 \lambda_0 - \bar{\lambda}_0 n_0) \\ &+ \bar{n}_0 k^- p_0 - \bar{p}_0 k^+ n_0 + \bar{n}_0 (k^0 - \bar{k}^0) n_0 - \bar{\lambda}_0 (\bar{k}^0 - k^0) \lambda_0 \\ &- \frac{3}{\sqrt{6}} \eta (\bar{n}_0 \lambda_0 - \bar{\lambda}_0 n_0) \end{aligned}$$

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

となり、強い相互作用のユニタリースピン部分は、

$$\begin{aligned} q^\dagger \lambda_\alpha \frac{\varphi_\alpha}{\sqrt{2}} q &= \frac{1}{\sqrt{2}} (\bar{p}_0 \pi^0 p_0 - \bar{n}_0 \pi^0 n_0) + \bar{n}_0 \pi^- p_0 + \bar{p}_0 \pi^+ n_0 \\ &+ \bar{\lambda}_0 k^- p_0 + \bar{p}_0 k^+ \lambda_0 + \bar{\lambda}_0 \bar{k}^0 n_0 + \bar{n}_0 k^0 \lambda_0 + \frac{1}{\sqrt{6}} (\bar{p}_0 \eta p_0 \\ &+ \bar{n}_0 \eta n_0 - 2\bar{\lambda}_0 \eta \lambda_0) \end{aligned}$$

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 $\langle B + \pi | V(1,2) | B \rangle$ 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.