

前方散乱の real part と Quark 選択則

下 平 孟 (埼玉大理工学部)

(アルバータ大物理滞在中)

§1. ま え が き

1^- vector meson の崩壊に際して ϕ meson が $K\bar{K}$ にはこわれるが $\rho\pi$ や $\pi\pi$ にはゆかないことを説明するために Okubo¹⁾ は 1963 年に次の様なモデルを考えた。

vector nonet を 3 行 3 列の matrix で書き

$V_9 \equiv V_8 + \frac{1}{\sqrt{3}}\omega_0 \mathbf{1}$ と定義すれば SU(3) 不変な相互作用のうち $\text{Tr}(V_9 P_8 P_8)$ が主で $\text{Tr}(V_9)\text{Tr}(P_8 P_8)$ 等がないと考えれば $\phi = V_{33}$ としてこれが説明される。

のちに、Glashow-Socolov²⁾ はこの考えを 2^+ nonet に適用して f meson が $K\bar{K}$ にこわれて 2π にはゆかないことを説明するのに成功した。

Iizuka³⁾ はこれを quark 模型の言葉におきかえて、Fig.1a diagram が主であり fig.1b はないという形で説明した。

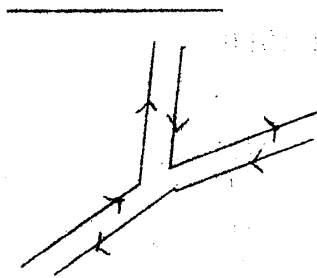
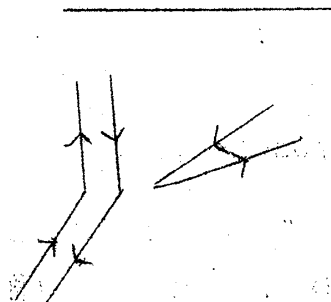
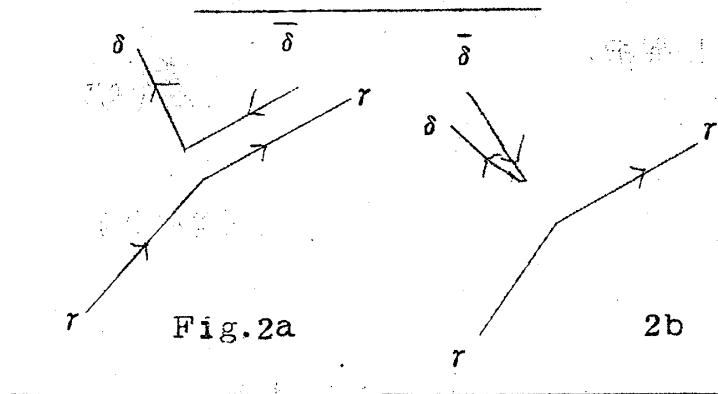


Fig.1a



1b



しかしこれは不思議な選択則で素どおりする quark line をどけて考えれば Fig. 2 の様になるが、そのうち Fig. 2a があつて 2b がないということは、つまりはじめの meson の中にいた quark は前歴を憶えていて前の仲間とはくつつかず、必ず新らしく出来た pair の一つとくつつくということである。

これは勿論 Field theoretical には不可能なことで Fig. 2a と 2b を区別することは少くとも Kinematical には出来ないことである。

ところがパラ統計或いは 3-triplet quark の場合にはこれは可能である。

この場合 quark 場は t_i^α であらわされる。 α, β, γ 等は p, n, λ をあらわし、下の足はパラ統計のときは Green の成分⁴⁾ 3 triplet⁵⁾ のときは夫々の triplet への成分である。

ここで Meson, Baryon state は

$$\text{meson} : |[\alpha, \bar{\beta}] \rangle = \sum_{i=1}^3 a_i^{*\alpha}(k) b_i^{*\beta}(k') |0\rangle \quad (1)$$

$$\text{baryon} : |\{\alpha, \{\beta, \gamma\}\} \rangle = \sum_{i,j,k} a_i^{*\alpha}(k) a_j^{*\beta}(k') a_k^{*\gamma}(k'') |0\rangle f_{ijk}^{\alpha\beta\gamma} \quad (2)$$

を k, k', k'' について適当に weight をかけて積分したものであらわされる。但し、 f は α, β, γ について対称 (スピンを含めて) $i \neq j \neq k$ のときのみ 0 でない。

そこで Fig. 2a, 2b の line にさらに下の足をつけてみよう。

これは Fig. 3a, 3b になる。

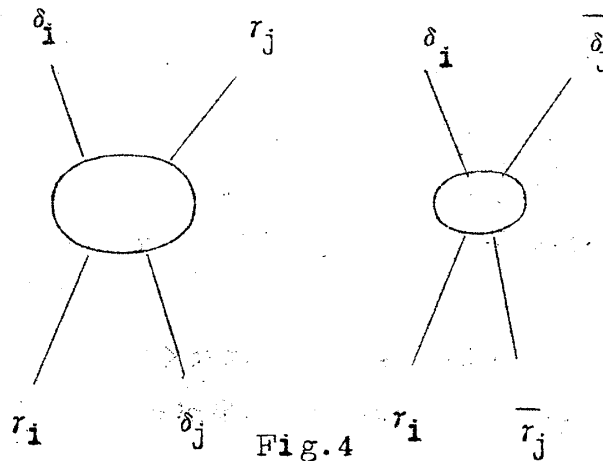
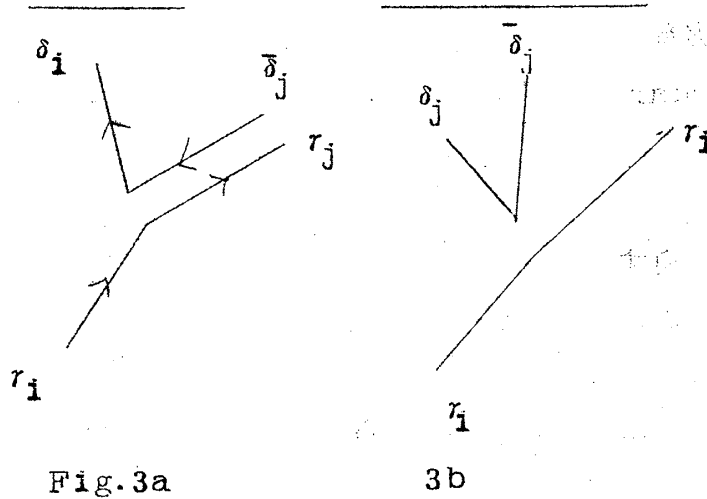


Fig. 3a と 3 b は明らかに異なるプロセスで区別が出来る。eq.(1) により 3 a では $r\bar{\delta}$ が meson をつくり、3 b では $\delta\bar{\delta}$ が meson をつくっている。

3 a をゆるして 3 b を禁止するハミルトニアンの具体的な例は第 3 章で述べる。そこではこのハミルトニアンが nonet 型 meson-quark 相互作用を導くことが示される。

第 2 章ではこの様な撰択則が単に decay のときばかりでなく散乱現象にもあらわれていないかを調べてみる。実験との一致は大変よいが今の所他の可能性も排除はできない。appendix ではパラ統計模型と 3-triplet 模型の

matrix element が実は同じことになることを示す。

§2. 高エネルギー - 前方散乱振幅の実部

Fig. 3aの結果として散乱にきく quark としては Fig. 4 の2つのプロセスがある。

ここで特徴的なことは

A) $t^\alpha - t^\beta$ 散乱では下の足が交換する。

B) $t^\alpha - \bar{t}^\beta$ 散乱では $\alpha = \beta$ のときに限り散乱が存在する。

という大変きつい制約が出てくることである。

さらに quark 模型で散乱を計算するときにも用いられ大変成功を収めている 第3の仮定

C) 前方散乱においては一つ一つの quark が散乱し、加法的である。
を補足する。

以上の A, B, C を前方散乱に適用するわけだがここで注意しなければならないのは A, B の制約を前方散乱の虚部に要求することはできないということである。

それは足の交換しない $r_i \delta_j \rightarrow r_i \delta_j$ は Born term として存在しなくてもその虚部は S 行列の unitarity のため $r_i \delta_j \rightarrow r_j \delta_i \rightarrow r_i \delta_j$ から出てくるからである。

従って前方散乱の虚部—つまり全散乱断面積については A, B の制約はなく C の仮定から quark counting をつかつて Lippkin-Scheck⁶⁾ の結果がえられることになる。

さて実部については A により $r_i \delta_j \rightarrow r_j \delta_i$ のうち弾性散乱にきくのは $r = \delta$ のときだけであるから (pn 散乱 Λn 散乱など、では p n の入れ換えも弾性散乱にきいてくる) SU(3) を仮定して

$$\text{Re}T(rr \rightarrow rr) = A$$

$$\text{Re}T(\bar{r}\bar{r} \rightarrow \bar{r}\bar{r}) = \tilde{A}$$

とおく。

夫々の前方散乱振幅の実部は A, \tilde{A} を用いて次のようになる。

$$\begin{aligned} \operatorname{Re}(\pi^+ p) &= 2A + \tilde{A} & \operatorname{Re}(K^+ n) &= A \\ \operatorname{Re}(\pi^- p) &= 2\tilde{A} + A & \operatorname{Re}(K^- n) &= \tilde{A} \\ \operatorname{Re}(K^+ p) &= 2A & \operatorname{Re}(pp) &= 5A \\ \operatorname{Re}(K^- p) &= 2\tilde{A} & \operatorname{Re}(p\tilde{p}) &= 5\tilde{A} \end{aligned}$$

Rubinstein⁷⁾らにより提唱されている rearrangement モデルでは(3)で $\tilde{A} = 0$ とおいたことに対応している。又 Lippkin-Scheck の C) のみの仮定で導くと

$$\begin{aligned} pp = nn = pn = \bar{p}\bar{n} &= \lambda\bar{n} = P-S \\ p\lambda = n\lambda = p\bar{\lambda} = n\bar{\lambda} &= \lambda\bar{p} = P-S \\ \bar{p}\bar{p} = \bar{n}\bar{n} = \lambda\bar{\lambda} &= P+A \end{aligned} \quad (4)$$

として $(\pi^+ p) = 6P + A$, $(\pi^- p) = P + 2A$, $(K^+ p) = 6P - 3S$ 等となるところである。

real-imaginary ratio α は optical theorem をつかつて

$$\alpha = \frac{\operatorname{Re} T(0)}{2MP_L \sigma_{\text{tot}}} \quad (5)$$

となる。但し M は nucleon mass, P_L は入射粒子の実験室系での運動量である。

$\pi^{\pm} - P$ の α を input⁸⁾ につかつて A, \tilde{A} を出し他の α (α_{ours}) を計算した結果を表 I にまとめておく。表 I では比較のため Lippkin-Scheck モデル (α_{L-S}) および rearrangement モデル (α_R) をつかつてだした α も示してある。実験値は reference 8) を用いてある。

表 I

	P_L (GeV/c)	σ_T 実験値 in mb.	α ours	α_{L-S}	α_R	α 実験値
π^-p	8	27.6	input	input	input	-0.15 ± 0.02
	14	25.9				-0.13 ± 0.02
	20	25.1				-0.12 ± 0.02
π^+p	8	25.5	input	input	-0.32	-0.23 ± 0.02
	14	24.2			-0.28	-0.19 ± 0.02
	20	23.7			-0.25	-0.15 ± 0.03
K^+p	8	17.3	-0.30	SU(3) -0.45	-0.47	$ \alpha \sim 0.31 \pm 0.21$
	14	17.4	-0.22	b.SU(3) -0.30	-0.38	at 3GeV/c
	20	17.2	-0.20		-0.35	$\sim 0.45 \pm 0.14$ at 5GeV/c
K^-p	8	23.6	-0.06	SU(3) -0.18		$ \alpha < 0.2$ ~ 0 と consistent
	14	21.5	-0.07	b.SU(3) -0.06	0	
	20	21.0	-0.01			
pp	8	40.3	-0.32	-0.29	-0.50	-0.33 ± 0.01
	14	39.4	-0.25	-0.22	-0.43	-0.27 ± 0.01
	20	39.0	-0.22	-0.16	-0.39	-0.20 ± 0.01
$\bar{p}p$	8	56.4	-0.06	-0.03		-0.006 ± 0.03
	14	50.7	-0.07	-0.05	0	± 0.06
	20	50.3	-0.01	-0.06		at 12GeV/c

$K^\pm p$ の α_{L-S} では SU(3) を仮定して $S=0$ とした場合と SU(3) の破れを $S/P \sim 70\%$ にとつた値とが出してある。

以上のように実験の不確かさが大きいのでこれら3つのモデルの優位性を比べることは大変むづかしいのだが、例えば dispersion-relation をつかつた計算では $\alpha(pp)$ は $P_L = 10 \text{ GeV/c}$ で -0.06 であり我々のモデルが一番よく fit している。

又将来 $\alpha(K^-p)$ が大変小さいことが明らかになれば SU(3) の破れが 70% も高エネルギーで存在していることは矛盾しているので L-S モデルは排除されるで

あろう。

さらにRモデルでは $\tilde{A}=0$ なので ($\alpha(\pi^+p)$ から計算すると、 $8 \sim 14 \text{ GeV}/c$ で $\tilde{A}/A \approx 1/3$ 程度になる。)

$$\alpha(\pi^-p)/\alpha(\pi^+p) = \frac{1}{2} \sigma_t(\pi^+p)/\sigma_t(\pi^-p) < \frac{1}{2}$$

であるが実験値の傾向は $> \frac{1}{2}$ を示しているように思われる。

これもやがてはつきりするであろう。

いずれにせよ、A, Bの制約が実験とよくあうことは明らかである。

§3. 選択則の導出

まず t^a が3つのGreen成分をもっているパラ統計の場合について話を
する。3tripletの場合が同じになることはAppendixで取扱う。

eq.(1)と(2)により baryon-meson operatorは可換であり、さらに baryon
内での operatorの順序も交換不変であるから (Greenの交換関係による)
B-Mシステムの散乱は一般に

$$\langle [r', \bar{\epsilon}'], \epsilon' \eta' \zeta' | -i/H dt | [r, \bar{\epsilon}] \epsilon, \eta, \zeta \rangle \quad (6)$$

となりこのうち quark counting で例えば $\bar{\epsilon} - \bar{\epsilon}'$, $\epsilon' - \epsilon$, $\zeta' - \zeta$ がすどおりす
る matrix element は

$$\begin{aligned} & \sum_{\substack{l, m, n \\ l', m', n'}} \langle a_l^\epsilon, a_n^\zeta | a_l^{*\epsilon} a_n^\zeta \rangle \sum_i \langle b_i^{\epsilon'} | b_i^{*\epsilon} \rangle \langle a_m^{\eta'}, a_i^{\zeta'} | -i/H dt | a_i^{*\eta'} a_m^{\zeta'} \rangle \\ & \quad \cdot f_{l, m, n}^{\epsilon \eta \zeta} f_{l', m', n'}^{*\epsilon \eta' \zeta'} \\ & = \sum_{l, m, n} \sum_i \langle a_m^{\eta'} a_i^{\zeta'} | -i/H dt | a_i^{*\eta'} a_m^{\zeta'} \rangle \cdot (f_{l, m, n}^{\epsilon \eta \zeta} f_{l', m', n'}^{*\epsilon \eta' \zeta'}) \quad (7) \end{aligned}$$

となる。ここでは $f_{l, m, n}$ は $l \neq m \neq n$ のときのみ0でないので l, n を fixすれ
ば m も fixすることをつかっている。

同様に $r - r'$ がすどおりするのは

$$\sum_{l, m, n} \sum_i \langle a_m^{\eta'} b_i^{\epsilon'} | -i/H dt | b_i^{*\epsilon} a_m^{\eta'} \rangle f_{l, m, n}^{\epsilon \eta \zeta} f_{l, m, n}^{*\epsilon \eta' \zeta'} \quad (8)$$

である。

さて effective Hamiltonian として

$$H_1 = G \int \sum_{lm} \sum_{\alpha\beta} : (\bar{t}_l^{-\alpha} \Gamma t_l^\alpha) (\bar{t}_m^\beta \Gamma t_m^\beta) d^3x \quad (9)$$

$$H_2 = G \int \sum_{lm} \sum_{\alpha\beta} : (\bar{t}_l^\alpha \Gamma t_m^\alpha) (\bar{t}_m^\beta \Gamma t_l^\beta) d^3x \quad (10)$$

を考える。matrix element は $-2\pi i G \delta^4(k_\gamma + k_\delta - k_{\gamma'} - k_{\delta'})$ を除いて 次の様になる。

$$\begin{aligned} \sum_{\mathbf{i}} \langle \delta_{\mathbf{j}'} r_{\mathbf{i}'} | H_1 | r_{\mathbf{i}} \delta_{\mathbf{j}} \rangle &\sim 6 \delta_{\delta'\delta} \delta_{\gamma\gamma'} (\bar{u}(k_{\delta'}) \Gamma u(k_\delta)) (\bar{u}(k_\gamma) \Gamma u(k_{\gamma'})) \\ &\quad - 2 \delta_{\gamma\delta'} \delta_{\gamma'\delta} (\bar{u}(k_\gamma) \Gamma u(k_\delta)) (\bar{u}(k_{\delta'}) \Gamma u(k_{\gamma'})) \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \sum_{\mathbf{i}} \langle \delta_{\mathbf{j}'} r_{\mathbf{i}'} | H_2 | r_{\mathbf{i}} \delta_{\mathbf{j}} \rangle &\sim \\ &\sim 2 \delta_{\delta\delta'} \delta_{\gamma\gamma'} (\bar{u}(k_{\delta'}) \Gamma u(k_\delta)) u(k_{\gamma'}) \Gamma u(k_\gamma) \\ &\quad - 6 \delta_{\gamma\delta'} \delta_{\gamma'\delta} (\bar{u}(k_{\gamma'}) \Gamma u(k_\delta)) (\bar{u}(k_\delta) \Gamma u(k_\gamma)) \end{aligned} \quad (12)$$

従つて H として

$$H = H_2 - \frac{1}{3} H_1 \quad (13)$$

をとれば $\delta_{\delta\delta'}$, $\delta_{\gamma\gamma'}$ の term がおちて

$$\sum_{\mathbf{i}} \langle \delta_{\mathbf{j}'} r_{\mathbf{i}'} | H | r_{\mathbf{i}} \delta_{\mathbf{j}} \rangle \sim 2 \times \left(3 - \frac{1}{3}\right) \delta_{\gamma\delta'} \delta_{\gamma'\delta} (\bar{u}(k_\gamma) \Gamma u(k_\delta)) (\bar{u}(k_{\delta'}) \Gamma u(k_{\gamma'})) \quad (14)$$

となる。同様に(8)についても

$$\sum_{\mathbf{i}} \langle \delta_{\mathbf{j}} \bar{\delta}_{\mathbf{i}'} | H | \bar{r}_{\mathbf{i}} \bar{r}_{\mathbf{j}'} \rangle \sim 2 \times \left(3 - \frac{1}{3}\right) \delta_{\gamma\gamma'} \delta_{\delta\delta'} (\bar{v}(k_\delta) \Gamma v(k_{\delta'})) (\bar{v}(k_\gamma) \Gamma v(k_{\gamma'})) \quad (15)$$

となる。(14), (15) は Fig. 4 に対応し、Fig(3b) に対応するグラフがなくなつている。

eq.(13) のハミルトニアンは t_i^α の上の足についての 3 行 3 列の unit

matrix I と下の足についての 3 行 3 列の SU(3) 行列 $A_1 \dots A_8$ をつかうと

$$H = \frac{G}{2} \sum_{k=1}^8 (\bar{t} \Gamma A_k t) (\bar{t} \Gamma A_k t) \quad (16)$$

となる。更に Γ として $r_\mu \dots$ つまり vector 型 4 Fermion 相互作用をとるならばそれは仮想的に下の足についての SU(3) octet vector meson W_k^0 ($k=1 \dots 8$) を導入してつくった

$$H_W = \frac{iG}{\sqrt{2}} (\bar{t} r_\mu I A_k t) W_{k,\mu}^0 \quad (17)$$

と equivalent である。

この H_W はかつて Hori⁹⁾ によつて考えられ H_W による t - t , t - \bar{t} 間のポテンシャルは、

$$\begin{aligned} V_{tt} &= \sum_k A_k^{(1)} A_k^{(2)} v(r_{12}) \\ V_{t\bar{t}} &= - \sum_k A_k^{(1)} A_k^{(2)} v(r_{12}) \end{aligned} \quad (18)$$

となり $A^{(1)} A^{(2)}$ の計算から t - t が下の足の 3^* 表現、 t - \bar{t} が singlet 表現のときのみ bound することを示した。これはパラ統計の場合には凡ての t - t が対称になつており、又 t - \bar{t} は (1) の形のとき bound するわけで eq.(1), eq.(2) と consistent である。

次に meson-quark vertex を見る。これは上と同様の計算で

$$\begin{aligned} &\langle \delta_j' | H | \sum_i \delta_i \bar{r}_i, r_j' \rangle \\ &\sim -2 \delta_{jj'} (3 - \frac{1}{3}) \delta_{\delta\delta'} \delta_{rr'} (\bar{U}^{\delta'} \Gamma U^\delta) (\bar{v}^r \Gamma u^r) \end{aligned} \quad (9)$$

となる。これは Iizuka の選択則を満足しているわけだが (Fig. 3b が無い) さらに meson-quark 相互作用が nonet 型であることも示している。つまり effective に meson を M_0^r であらわせば effective ハミルトニアンは

$$\mathcal{H} \sim \sum_{r,\delta} \sum_j \sum_{\Gamma'} C_{\Gamma\Gamma'} (\bar{t}_j^\delta \Gamma' t_j^r) (M_{\Gamma'}^r)_\delta^r f(0) \quad (20)$$

であることを示している。但し、 $C_{\Gamma\Gamma'}$, Γ' は Fierz 変換の式

$$(\bar{u}^\delta \Gamma u^\delta)(\bar{v}^{\Gamma'} u^{\Gamma'}) = \sum_{\Gamma''} C_{\Gamma\Gamma''} (\bar{u}^\delta \Gamma'' u^{\Gamma''})(\bar{v}^{\Gamma'} \Gamma'' u^{\Gamma'}) \quad (21)$$

で定義される。又 $f(r)$ は meson 内での $t-\bar{t}$ の relative 座標についての分布関数である。

eq. (19) からすぐわかるように $\sum_i \delta_i \bar{r}_i \rightarrow \sum_j \delta'_j \bar{r}'_j$ の matrix は $\delta = \delta'$, $\bar{r} = \bar{r}'$ のときのみ存在し、その値は δ, r によらない (Fig. 4 と矛盾しないことに注意。ここでは initial の足 i , final の足 j 同志について加えてある。従つて $\delta \neq r$ のときも存在する) これから $f(0)$ は一般に δ, r にはよらないと考えられる。

eq. (20) はこうして

$$(20) \sim \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_k \sum_l \bar{t}_l \lambda_k \Gamma' t_l (M_{\Gamma'})_k + \frac{1}{\sqrt{3}} \sum_l \bar{t}_l \Gamma' t_l (M_{\Gamma'})_l \quad (21)$$

を Γ' について加えたものとなる。

ここで nonet mixing を導入して

$$(M)_8 \equiv \sqrt{\frac{1}{3}} (M)_\omega + \sqrt{\frac{2}{3}} (M)_\phi \quad (22)$$

$$(M)_0 \equiv \sqrt{\frac{2}{3}} (M)_\omega - \sqrt{\frac{1}{3}} (M)_\phi$$

で定義された $(M)_\omega, (M)_\phi$ で書き直せば $(M)_\phi$ は $\lambda\lambda$ とのみ、 $(M)_\omega$ は $(\bar{p}p + \bar{n}n)/\sqrt{2}$ とのみ couple することを示している。

§4. まとめ

我々は ϕ, f' ほうかいについての Okubo-Iizuka 選択則から出発してそれが para quark 又は 3-triplet quark の場合に可能であることを示し更にこの様な coupling は Hori の相互作用と一致し、且つ nonet 形 meson-quark 相互作用に導くことを見てきた。

この選択則の前方散乱振巾 real part への適用では見事に real-imaginary ratio を説明することがわかったが、実験値の不確定度がまだ大きくて、こ

の選択則でなければ説明つかないと云い切ることはできない。この点将来 $\alpha(\pi^-p)/\alpha(\pi^+p)$ のより definite な比が明らかになり、且つ $\alpha(K^-p)$ 、 $\alpha(p-\bar{p})$ が大変小さいが 0 とは明らかに異なる値が得られればこのモデルの優位性がはつきりするであろう。

この選択則は Low-energy scattering length にも適用可能であるが、スピン状態の違いを無視した(3)式では rearrangement model と殆んど同じになりあまりよく fit しない。低エネルギーでスピン状態に応じて A, \tilde{A} をわけることはパラメータをふやすことになるのだが、これは次の論文で取扱う。

Appendix

ここでは 3-triplet モデルでも第 3 章の結果が変わらないことを示す。

先ず 3-triplet quark の生滅演算子を $a_i^{\alpha'}$, $a_i^{*\alpha'}$ であらわせば Green の交換関係に従う para operator (a, a^*) との間には次の関係がある。

$$\begin{aligned} a_1' &= \eta_2 a_3 \\ a_2' &= \eta_3 a_1 \\ a_3' &= \eta_1 a_2 \end{aligned} \quad (\text{A.1})$$

但し、 η_1, η_2, η_3 は夫々 a_1, a_2, a_3 とは、反可換で異なる suffix とは可換である。この様なものとしては

$$\eta_i = (-1)^{N_i}, \quad N_i = \sum_k \sum_{\alpha} (a_i^{*\alpha}(k) a_i^{\alpha}(k) - b_i^{*\alpha}(k) b_i^{\alpha}(k)) \quad (\text{A.2})$$

をとればよい。これから

$$\eta_i^2 = 1 \quad (\text{A.3})$$

である。(A.1)をつかえば a' が Fermi 型交換関係を充していることはすぐわかる。

para quark のミルトニアンは Causality の要求¹⁰⁾ 或いは individual phase 変換不変の要求¹¹⁾ から

$$\sum_{i=1}^3 \bar{t}_i^\alpha \Gamma t_i^\beta \quad (\text{A.4})$$

の積で書ける。我々のハミルトニアン(9)はそうなっているし、(10)は t_i^β が $\sum_m \bar{t}_m^\alpha \bar{t}_m^\beta$ と交換することを用いれば Fierz 変換をつかつてやはりこの形になる。

さて(A.4)は(A.1)のおきかえにより

$$(\text{A.4}) = \sum_{i=1}^3 \bar{t}_i^\alpha \Gamma t_i^\beta \quad (\text{A.5})$$

となり不変である。

一方 meson operator, baryon operator は夫々

$$\sum_i a_i^{\alpha*} b_i^{\beta*} = \sum_i a_i^{\alpha*} b_i^{\beta*} \quad (\text{A.6})$$

$$\sum_{ijk} a_i^{\alpha*} a_j^{\beta*} a_k^{\gamma*} f_{ijk}^{\alpha\beta\gamma} = \sum_{ijk} a_i^{\alpha*} a_j^{\beta*} a_k^{\gamma*} \eta_1 \eta_2 \eta_3 g_{ijk}^{\alpha\beta\gamma} \quad (\text{A.7})$$

となる。 f_{ijk} は i, j, k 対称で $i \neq j \neq k$ のときのみ non zero, g_{ijk} は絶対値は f_{ijk} と等しくただ (ijk) 奇置換に対して負になる。

$\eta_1 \eta_2 \eta_3 |0\rangle = |0\rangle$ で且つ $f_{ijk} f_{ijk}^* = g_{ijk} g_{ijk}^*$ であるから、本文の eq.(7) は、

$$\text{eq.(7)} = \sum_{l, mn} \sum_i \langle a_m^{\eta'} a_i^{\eta'} | -i/H' dt | a_i^{\eta'} a_m^{\eta'} \rangle > g_{l, mn}^{\eta' \eta' \zeta} g_{l, mn}^{\eta' \zeta} \quad (\text{A.8})$$

となる。 eq.(A8) の右辺は初めから 3 triplet fermion をとつて H' (H の t を η にかえたもの) をハミルトニアンとして計算した meson-baryon の散乱振幅である。従つてどちらで計算しても matrix element は同じになる。

references

- 1) S.Okubo Socolov, Phys. Lett. 5('63) 165
- 2) S.Glashow and R.H.Socolov, Phys. Rev. Lett. 15('65) 392
- 3) J.Iizuka, K.Okada and O.Shito, Prog. Theor. Phys. 35('66) 1061
- 4) H.S.Green, Phys. Rev. 90('53) 270

- O.W.Greenberg, Phys. Rev. Lett. 13('64) 598
- 5) Y.Nambu, Proceeding of Second Coral Gables Conference
on Symmetry Properties at High Energy Jan. 1965
- 6) H.J.Lippkin and F.Scheck, Phys. Rev. Lett. 18('67) 347
- 7) M.Elitzur and H.R.Rubinstein, Phys. Rev. Lett. 18('67)417
- 8) K.J.Foley et al., Phys. Rev. Lett. 19('67) 193
" ibid 19('67) 330
" ibid 19('67) 857
- W.Galbraith et al., Phys. Rev. 138B('65) 913
- W.De Baere et. al., Nuovo Cim. 45A('66) 885
- 9) S.Hori, Prog. Theor. Phys. 36('66) 131
- 10) Y.Ohnuki and S.Kamefuchi, Phys. Rev. 170('68) 1279
- 11) H.Shimodaira, Preprint.