Quark as a Tool of Representation

伊　藤　大　介（埼玉大理工）

Quark は実在する場ではなくて、実在する粒子の内部対称性を表現するための Mathematical Tool に過ぎないのではないか？という疑問は既に多くの人人に implicit に懐かれていたが、これを積極的に定式化しようという試みはまだなかつたようである。ここでは、この考え方をある方法で定式化すれば、従来の理論の枠には収まりにくかつた Strong Decay に関する飯塚原理や、Weak Decay に関する C－数定理を記述出来るような型式の理論が得られることを示す。

1　表現の具

Quark の Bound State の Schrödinger Functional は

$$|\Omega(t)\rangle = \sum_{\substack{\rho_1\cdots\rho_n \\ \alpha_1\cdots\alpha_n}} \int dv_1\cdots dv_n \frac{\overline{q}^{\alpha_1}_{\rho_1}(\vec{r}_1)\cdots\overline{q}^{\alpha_n}_{\rho_n}(\vec{r}_n)|0\rangle}{\sqrt{n!}} \psi^{\alpha_1\cdots\alpha_n}_{\rho_1\cdots\rho_n}(\vec{r}_1\cdots\vec{r}_n\cdots\vec{r}_n;t) \tag{1-1}$$

のような形を有する。ここで $\overline{q}^{\alpha}_{\rho}(\vec{r})$ は「実在する」Quark の場の演算子であり、$\psi^{\alpha_1\cdots\alpha_n}_{\rho_1\cdots\rho_n}(\vec{r}_1\cdots\vec{r}_n;t)$ はそれらの Bount State を記述する確率振巾である。

ところが、高林－南部の無限成分の場の理論や、Veneziano 振巾の因子分解の理論にもこれと似た波動函数

$$|\psi(x\overline{a})\rangle = \sum_{n}\sum_{\rho_1\cdots\rho_n} \frac{\overline{a}_{\rho_1}\cdots\overline{a}_{\rho_n}|0\rangle}{\sqrt{n!}} \psi_{\rho_1\cdots\rho_n}(x) , \tag{1-2}$$

$$|\psi(P,b^*)\rangle = \sum_{n}\sum_{\substack{\mu_1\cdots\mu_n \\ r_1\cdots r_n}} \frac{b^{*r_1}_{\mu_1}\cdots b^{*r_n}_{\mu_n}|0\rangle}{\sqrt{n!}} \psi^{r_1\cdots r_n}_{\mu_1\cdots\mu_n}(P), \tag{1-3}$$

が現われる。ここでは $\overline{a}_{\rho}$ や b^*_{μ} は quark 場の演算子 $\overline{q}^{\alpha}_{\rho}(\vec{r})$ に対応する役割を演じているが、これらは $\overline{q}^{\alpha}_{\rho}(\vec{r})$ のようにエネルギーや運動量を運び得る「場」ではない。むしろ Legendre 関係 $P_n(x)$ の母函数

$$G(xb^*)=\sum_n b_n^* P_n(x)=1/(1-2xb^*+b^{*2})^{1/2} \tag{1-4}$$

に現われる Parameter b^* に似ている。母函数から $P_n(x)$ を求める演算は

$$\frac{1}{n!}\left(\frac{\partial}{\partial b^*}\right)^n G(xb^*)\Big|_{b^*=0}=P_n(x) \tag{1-5}$$

であるが、微分演算子 $b\equiv\partial/\partial b^*$ を導入すれば $[b,b^*]=1$, $[b,b]=[b^*,b]=0$ であり、$b|0>=$とすれば、上の演算は

$$P_n(x)=\frac{1}{n!}<0|b^n G(xb^*)|0>=<0|\frac{b^n}{\sqrt{n!}}\sum_l \frac{b^{*l}}{\sqrt{l!}}P_l(x)|0>, \tag{1-6}$$

とかけるが、これは例えば(1-2)式から $\psi_{\rho_1\cdots\rho_n}(x)$ を求める演算

$$\psi_{\rho_1\cdots\rho_n}(x)=<0|\frac{a_{\rho_1\cdots\rho_n}}{\sqrt{n!}}\psi(x\bar{a})|0> \tag{1-7}$$

と全く同種のものである。このとき b,b^*は振動子の力学変数と同じ交換関係を満足するが、Legendre函数の理論に振動子の力学が関与していると考える人はないだろう。b,b^*は全くの数学的なManipulation に過ぎない。

ところでQuark であるが、Quark がその威力を発揮しているのはその代数的な性質に於てであつて、これを現実の場であると考えると、忽ちいろいろな理論的な Trouble が起つてくることは周知の通りである。そこで我々は Quark から一先ず場という性質を剝奪し、(1-1)式の代りに(1-2)(1-3)と同様な

$$\psi(x\bar{q})|0>=\sum_{\alpha\rho}\frac{\bar{q}^{\alpha_1}_{\rho_1}\cdots\bar{q}^{\alpha_n}_{\rho_n}|0>}{\sqrt{n!}}\psi^{\alpha_1\cdots\alpha_n}_{\rho_1\cdots\rho_n}(x) \tag{1-8}$$

を考え、$\bar{q}^\alpha_\rho$ を Field Operator $\psi^{\alpha_1\cdots\alpha_n}_{\rho_1\cdots\rho_n}(x)$ の Generating function を構成するための具に過ぎないという考え方をしてみよう。$\psi^{\alpha_1\cdots\alpha_n}_{\rho_1\cdots\rho_n}(x)$ が粒子に対応する既約な場のときには、これは index (α,ρ) についての対称テンソルであるから、(1-8)式中の $\bar{q}^\alpha_\rho$ は可換な Parameter でなければならないし、$q^\alpha_\rho\equiv\partial/\partial\bar{q}^\alpha_\rho$ とすれば、$\bar{q}^\alpha_\rho$ がたとえLorentz Spinor であろうとも、

$$[q^{\alpha}_{\rho},\ \overline{q}^{\beta}_{\sigma}] = \delta_{\alpha\beta}\,\delta_{\rho\sigma}, \qquad [q^{\alpha}_{\rho}\,q^{\beta}_{\sigma}] = [\overline{q}^{\alpha}_{\rho},\ \overline{q}^{\beta}_{\sigma}] = 0 \tag{1-9}$$

であるとしなければならない。この場合、q^{α}_{ρ}, $\overline{q}^{\alpha}_{\rho}$ はエネルギー運動量を伝送する実在の場ではなくて、単なる Parameter 及びその微分演算子に過ぎないから、「場」の Spin と統計に関する制約をうけない。

しかし、Quark をこのように表現の具と考えてしまつたのでは、これから得られる理論は SU(6) 対称性を有する Local Field Theory と異る処はなく粒子を更に基礎的な粒子の複合体と考えてその内部構造を解明しようという Quark の源流を拓かれた坂田先生のすぐれた Idea の大部分を流してしまうのではないかという御批判が現われるかも知れない。ところが実情は必ずしもそうではない。Generating function は個々の場を考えるよりも更に統一的な描像を示唆する場合が多いのである。例えば Legendre 函数の Generating Function を振動子と結びつけるのは馬鹿げていても、$rG(\cos\theta, r'/r) = 1/|\vec{r}-\vec{r}'|$ は Potential 問題の Green 函数であり、Laplace 方程式を満足するように、Linear Trajectory という実験事実を織り込んだ整数 Spin の Dirac-Fierz 場

$$(P_{\lambda}^{2}+M_{0}^{2}+M_{1}^{2}J)\,\psi_{\mu_1\cdots\mu_J}(x)=0 \tag{1-10}$$

$$P_{\lambda}\,\psi_{\lambda\mu_2\cdots\mu_J}(x)=0, \qquad \psi_{\lambda\lambda\mu_3\cdots\mu_J}(x)=0 \tag{1-11,12}$$

の Generating function

$$\psi(xb^{*})\rangle \equiv \sum_{J=0}^{\infty}\ \sum_{\mu_1\cdots\mu_J=1}^{4} \frac{b^{*}_{\mu_1}\cdots b^{*}_{\mu_J}|0\rangle}{\sqrt{J!}}\,\psi_{\mu_1\cdots\mu_J}(x) \tag{1-13}$$

は

$$(P_{\lambda}^{2}+M_{0}^{2}+M_{1}^{2}\,b_{\lambda}^{*}b_{\lambda})\,\psi(xb^{*})\rangle=0 \tag{1-14}$$

$$P_{\lambda}b_{\lambda}\,\psi(xb^{*})\rangle=0 \tag{1-15}$$

$$b_{\lambda}b_{\lambda}\,\psi(xb^{*})\rangle=0 \tag{1-16}$$

を満足する。(1-14)は、この Generating function が Harmonic Oscillator のエネルギーをMass Operator とするKlein Gordon 場の方程式を満足することを示し、(1-15)はそのOscillator が Space-like な3次元振動子であること、更に(1-16)はその radial vibration の励起が禁止され、回転(Spin)状態だけが励起されることを示している。即ちDirac-Fierz Local Field の Generating Function は Harmonic Oscillator を内蔵する力学系という描像を示唆する。ところが(1-14,15)は適当な正準変換によつて

$$\left[\frac{1}{2}\left(p_{1\lambda}^2+p_{2\lambda}^2\right)+\left(\frac{M_1^2}{2}\right)^2\left(x_{1\lambda}-x_{2\lambda}\right)^2+M_0^2\right]\psi(x_1x_2)>=0 \qquad (1-17)$$

$$\left(p_{1\lambda}+p_{2\lambda}\right)\cdot\left(x_{1\lambda}-x_{2\lambda}\right)\psi(x_1,x_2)>=0 \qquad (1-18)$$

但し $[p_{i\lambda},x_{j\mu}]=-i\,\delta_{ij}\,\delta_{\lambda\mu}$. others$=0$ (1-19)

なる形に変換することも出来る。これは Space-like なバネで結ばれた bi-local System を示唆している。

このようにquark を表現の具としてLocal Field の Generating Function を考えることは、必ずしもLocal Field の枠内に留ることを意味しない。Generating Function の運動方程式は内部構造を有する力学系の運動という解釈を許す。しかし、同じGenerationg Function も単に振動子(それはCloud の振動であつてもよい)を内蔵する系を記述するものと見ることも出来れば、バネで結ばれた複合系を記述するものと見ることも出来たように、その解釈は一意的ではない。このことは、これらの解釈は内部構造の可能な表現に過ぎないことを意味している。そしてその際quark は内部構造の表現の具という役割を果しているものと考えられる。

2. 自由場と相互作用

あらゆる励起状態まで含めた場のGenerating Function及びそれが満足する方程式を構成することはまだ出来ていないので、ここではその雛型としてDirac-Fierz 場のGenerating Functionだけを考えることにし、一般quark の場合はこれから推測するだけにとどめておくことにする。

Generating Function の運動方程式として

$$(\gamma\cdot\partial+\sqrt{M_0^2+M_1^2\bar{q}_\tau q_\tau})_{\rho\sigma}\, q_\sigma\psi(x\bar{q})|0>=0, \tag{2-1}$$

を考える。但し $q_\rho\equiv\partial/\partial\bar{q}_\rho$ で

$$[q_\rho,\bar{q}_\sigma]=\delta_{\rho\sigma},\quad [q_\rho,q_\sigma]=[\bar{q}_\rho,\bar{q}_\sigma]=0. \tag{2-2}$$

とする。ここで $q_\sigma\psi(x\bar{q})|0>=\partial\psi(x\bar{q})/\partial\bar{q}_\sigma|0>\equiv\psi_\sigma(x\bar{q})|0>$ とおけば(2-1)式は

$$(\gamma\cdot\partial+\sqrt{M_0^2+M_1^2\bar{q}\cdot q})_{\rho\sigma}\,\psi_\sigma(x\bar{q})|0>=0 \tag{2-3}$$

となる。さてMass Operator $(M_0^2+M_1^2\bar{q}\cdot q)^{1/2}$ の固有状態は

$$\bar{q}_\rho q_\rho Y_n(\bar{q})|0>=n\,Y_n(\bar{q})|0> \tag{2-4}$$

を満足する $\bar{q}_\rho q_\rho$ の固有状態

$$Y_n(\bar{q})|0>=\frac{\bar{q}_{\rho_1}\cdots\bar{q}_{\rho_n}|0>}{\sqrt{n!}} \tag{2-5}$$

でもある。$\psi_\sigma(x\bar{q})$ が $Y_n(\bar{q})$ で展開出来るものと仮定すれば

$$\psi_\sigma(x\bar{q})|0>=\sum_n Y_n(\bar{q})|0>\psi_{\sigma n}(x')=\sum_n\sum_{\rho_1\cdots\rho_n}\frac{\bar{q}_{\rho_1}\cdots\bar{q}_{\rho_n}|0>}{\sqrt{n!}}\psi_{\sigma\rho_1\cdots\rho_n}(x) \tag{2-6}$$

で、これを(2-3)に代入すれば

$$\sum_n\sum_{\rho_1\cdots\rho_n}\frac{\bar{q}_{\rho_1}\cdots\bar{q}_{\rho_n}|0>}{\sqrt{n!}}(\gamma\cdot\partial+\sqrt{M_0^2+M_1^2 n})_{\rho\sigma}\,\psi_{\sigma\rho_1\cdots\rho_n}(x)=0,$$

即ち

$$(\gamma_\mu\partial_\mu+\sqrt{M_0^2+M_1^2 n})_{\rho\sigma}\,\psi_{\sigma\rho_1\cdots\rho_n}(x)=0 \tag{2-7}$$

なるBargmann-Wigner型の方程式が得られ、そのSpin J は$(n+1)/2$ である。また

$$<0|\overline{\psi}(x\overline{q})\psi(x\overline{q})|0>=\sum_{n}\sum_{\rho_1\cdots\rho_n}\overline{\psi}_{\rho_1\cdots\rho_n}(x)\psi_{\rho_1\cdots\rho_n}(x) \qquad (2\text{-}8)$$

は Local Field の Invariant density であり、Lorentz 共変量は $(\overline{q}\gamma_\mu q)$, $(\overline{q}[\gamma_\mu,\gamma_\nu]q)\cdots$, などの内部期待値

$$<0|\overline{\psi}(x\overline{q})(\overline{q}O_A q)\psi(x\overline{q})|0>=\sum_{n}\sum_{\rho_1\cdots\rho_n}\overline{\psi}_{\rho\rho_1\cdots\rho_n}(x)(O_A)_{\rho\sigma}\psi_{\sigma\rho_1\cdots\rho_n}(x), \qquad (2\text{-}9)$$

として得られる。

以上は Dirac-Fierz 場の場合であるが、これに SU(3) の自由度が重なつた一般 quark の場合にも、Generating Function は "quark" の creation operator を含む $\overline{q}_\alpha$, "antiquark" の creation operator を含む q^α の函数 $\psi(x,\overline{q},q)$ であり、これは Mass Operator の固有状態にして且つ Mass Operator を不変ならしめる対称群の既約表現である $Y_A(\overline{q},q)$ で展開出来るものと仮定しよう。即ち

$$\psi(x,\overline{q},q)|0>=\sum_A Y_A(\overline{q},q)|0>\psi_A(x) \qquad (2\text{-}10)$$

とする。そうすれば各 Local Field $\psi_A(x)$ が満足する自由場の方程式は、Dirac-Fierz の場合から推察されるように

$$\sum_B <0|\overline{Y}_A(\overline{q}q)\overline{q}_\rho(\gamma,\partial+M(\overline{q}q))_{\rho\sigma}q_\sigma Y_B(\overline{q}q)|0>\psi_B(x)=0 . \qquad (2\text{-}11)$$

となるであろう。また相互作用は適当な $\overline{q}'_\alpha$, q^α の函数 $H(\overline{q}q)$ の内部期待値、例えば

$$<0|\overline{\psi}(x\overline{q}q)\phi^+(x\overline{q}q)H(\overline{q}q)\psi(x\overline{q}q)|0>=$$

$$=\sum_{FMA}\overline{\psi}_F(x)\phi^+_M(x)<0|\overline{Y}_F(\overline{q}q)\overline{Y}_M(\overline{q}q)H(\overline{q}q)Y_A(\overline{q}q)|0>\psi_A(x)$$

$$=\sum_{FMA}\overline{\psi}_F(x)\phi^+_M(x)H_{FM,A}\psi_A(x) \qquad (2\text{-}12)$$

として与えられるものとしよう。自由場の運動方程式と相互作用の Hamiltonian が得られれば、粒子系の相互作用の問題は $\psi_A(x)$ などを、それぞれ普通

の方法で再度量子化し、Local Field の場合と同様にして取り扱うことが出来る。

3. C-数定理

Weak Decay Interaction を Generate する函数 $H(\overline{q}q)$ としては、普通の quark 理論の場合と同様に、V-A Fermi 型相互作用

$$H^W(\overline{q}q)=g(\overline{q}^A\gamma_\mu(1+\gamma_5)q^B)(\overline{q}^C\gamma_\mu(1+\gamma_5)q^D) \tag{3-1}$$

をとることにする。Parity の Maximal Violation の結果として現われた $(1+\gamma_5)$ は一種の Projection Operator であるから、これによつて上の相互作用に現われる q_ρ^A などる "quark" の自由度が著しく制限される。この制限が荷電空間にはねかえつて、それから $|\varDelta S|=1$, $|\varDelta I|=1/2$ などの Selection Rule が現われるというのがC-数定理の内容である。

γ_5 を対角化する表示では (3-1)は

$$H^W(\overline{q}q)=g(\overset{*}{q}{}_1^A\overset{*}{q}{}_2^C-\overset{*}{q}{}_2^A\overset{*}{q}{}_1^C)(q_1^Bq_2^D-q_2^Bq_1^D)=g(\overset{*}{q}{}_\rho^A\overset{*}{q}{}^{C\rho})(q_\sigma^Bq^{D\sigma}), \tag{3-2}$$

とかける。但し ρ,σ は Pauli-Spin index で $A_\rho B^\rho=-A^\rho B_\rho$ である。(3-2) から直ちにわかるように

$$A=C \quad \text{and/or} \quad B=D \quad のとき \quad H^W=0 \tag{3-3}$$

である。従つて q_ρ^A を "Fundamental Triplet" p, n, λ とすれば(3-2)に現われる $(q_\rho^*\overset{*}{q}{}'^\rho)$, $(q_\rho q'^\rho)$ の可能な組合せは

$$(p\,n),\ (n\,\lambda),\ (\lambda\,p) \tag{3-4}$$

の3種類に限られる。従つて荷電の保存を満足する (3-2)の組合せは

$$\left.\begin{array}{l} g(p_\rho n^\rho)(p_\sigma n^\sigma)^* \\ g(n\lambda)(n\lambda)^* \\ g(\lambda p)(\lambda p)^* \end{array}\right\} \cdots (3\text{-}5)\ 及び\quad g(\lambda p)(np)^*, \cdots (3\text{-}6)$$

だけに限られる。(3-5)は Charge も Strangeness も保存される相互作用

であるから、これによつてGenerate される interaction は Strong interaction に mask されてしまう。従つてWeak Interactionとして観測されるのは (3-6)だけである。これによつてGenerate されるBaryon A が、Meson M と Baryon F に Decay するNon-leptonic interactionは(2-12)により

$$g\overline{\psi}_F(x)\,\phi_M^+(x) < 0|\overline{Y}_F(\overline{q}q)\overline{Y}_M(\overline{q}q)(np)^*(\lambda p)Y_A(\overline{q}q)|0> \psi_A(x) \qquad (3\text{-}7)$$

となる。さてここで各Field を荷電空間の才3軸のまわりに共通の角 θ だけ回転してみる。そうすれば各Field は

$$\phi_M^+(x) < 0|\overline{Y}_M(\overline{q}q) = \phi_M^{+\prime}(x) < 0|\overline{Y}_M(\overline{q}'q')$$

$$= \phi_M^{+\prime}(x) < 0|e^{-iI_3\theta/2}\,\overline{Y}(\overline{q},q)e^{iI_3\theta/2} \qquad (3\text{-}8)$$

但し $I_3 \equiv (\overline{q}\tau_3 q) = (\overline{p}p - \overline{n}n)$

の如き変換をうけるから (3-7)は

$$g\overline{\psi}'_F(x)\,\phi_M^{+\prime}(x) < 0|\overline{Y}_F(\overline{q}q)\overline{Y}_M(\overline{q}q)e^{iI_3\theta/2}(np)^*(\lambda p)e^{-iI_3\theta/2}Y_A(\overline{q}q)|0> \psi'_A(x)$$

$$= g\overline{\psi}'_F(x)\,\phi_M^{+\prime}(x) < 0|\overline{Y}_F(\overline{q}q)\overline{Y}_M(\overline{q}q)(np)^*(\lambda p)Y_A(\overline{q}q)|0> \psi'_A(x)$$

$$\times \exp i(-I_n - I_p + I_\lambda + I_p)\,\theta/2 \qquad (3\text{-}9)$$

となる。I_pなどはpのisospinの才3成分 $1/2$ などである。従つて

$$g\overline{\psi}_F(x)\,\phi_M^+(x)H^W_{FMA}\,\psi_A(x) = g\overline{\psi}'_F(x)\,\phi'_M(x)H^W_{FMA}\,\psi'_A(x)\,e^{i\frac{\theta}{2}} \qquad (3\text{-}10)$$

であることがわかる。これはIsospin Rotation によつて相互作用のphaseが $e^{i\theta/2}$ だけ変化すること、即ち $|\Delta I| = 1/2$ であることを表わしている。同様にして $|\Delta S| = 1$であることを示すことが出来る。このように $H(\overline{q}q)$ が V-A Fermi型で、荷電を保存するものであることを仮定すれば、Non-leptonic Decay に於ける $|\Delta S| = 1$, $|\Delta I| = 1/2$ なる Selection Rule が自動的に得られることになる。Parity の Maximal Violation という時空的な保存則

の破れが荷電空間の保存則の破れを Induce するというのがC－数定理の特異な内容であり、これは荷電と時空構造の関係を知るための手がかりの一つになるかも知れないという意味で重要な事実であろうと思われる。

4. Iizuka Principle

Generating function 中の Octet Meson に対応する項を

$$<\phi^{+}(x\bar{q}q) = \phi_M(x) <0|\bar{Y}_M(\bar{q}q) \tag{4-1}$$

とすれば、$<0|\bar{Y}_M$ は $q,\bar{q}$ の Trace-less Tensor

$$<0|\bar{Y}_M(\bar{q}q) = <0|\, q^A_\rho \bar{q}_{B\sigma} - \frac{\delta_{AB}}{3} \sum_E q^E_\rho \bar{q}_{E\sigma}) \tag{4-2}$$

である。さて、Strong decay interaction を generate する $H(\bar{q}q)$ は

$$H_1 = G(\bar{q}_{C\rho}\, O^i_{\rho\sigma}\, q^D_\sigma)(\bar{q}_{D\rho'}\, O^i_{\rho'\sigma'}\, q^C_{\sigma'}) \text{ or } H_2 = G(\bar{q}_C O^i q^C)(\bar{q}_D O^i q^D)\,, \tag{4-3}$$

なる型のものであろう。このとき Iizuka 原理によつて禁止されるような相互作用を (2-12)と同じ Prescription によつて作り、それが恒等的な零になることを示そう。この相互作用を例えば上の H_1 を用いて作つてみれば

$$G\phi^{+B}_{\sigma,A\rho}(x) <0|(q^A_\rho \bar{q}_{B\sigma} - \frac{\delta_{AB}}{3} \sum_E q^E_\rho \bar{q}_{E\sigma}) \sum_D q^D_\beta \bar{q}_{D\alpha'}|0> O^i_{\alpha\beta}\, O^i_{\alpha'\beta'}$$

$$\times <0|\bar{\psi}_F(x\bar{q}q) \sum_C \bar{q}_{C\alpha}\, q^C_{\beta'}\, \psi_A(x\bar{q}q)|0> \tag{4-4}$$

となる。ここでCの和とDの和が別の期待値に分れていることが、Fig.1 のような禁止される Diagram に対応することである。

さて上の式で Factor

$$<0|(q^A_\rho \bar{q}_{B\sigma} - \frac{\delta_{AB}}{3} \sum_E q^E_\rho \bar{q}_{E\sigma}), \sum_D q^D_\beta \bar{q}_{D\alpha'}|0>$$

は

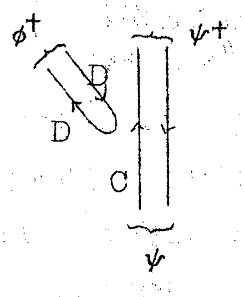

Fig. 1

$$= \sum_{D} \left(\delta_{AD}\,\delta_{BD}\,\delta_{\rho\alpha'}\,\delta_{\sigma\beta} - \frac{\delta_{AB}}{3} \sum_{E} \delta_{\rho\alpha'}\,\delta_{ED}\,\delta_{\sigma\beta}\,\delta_{ED}\right)$$

$$= \delta_{\rho\alpha'}\,\delta_{\sigma\beta}\,(\delta_{AB} - \delta_{AB}) \equiv 0 \qquad (4\text{-}5)$$

となり、Fig.1 に対応する過程はすべて禁止される。しかし、同じPair $\sum_{D} q^{D}\bar{q}_{D}$, $\sum_{C} q^{C}\bar{q}_{C}$ でもFig.2 の場合のように、和が二つの期待値にまたがるときは、上の結論は得られない。従つてFig.2に相当する相互作用は零にならない。これがIizuka 原理にほかならない。

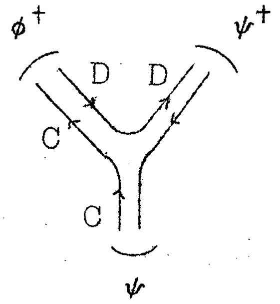

Fig. 2