Baryon as a Linearized Yukawa Non-Local Field

伊 藤 大 介（埼玉大理工）

Introduction

多種の粒子を統一的に記述するため、粒子を内部の固有状態として記述整理し、これから逆に内部空間の微視的構造や法則を探ることがひろく行はれている。初等量子力学にたとえれば、コマや水素原子や共鳴状態のレベルのようなものに粒子の種類が対応させられるわけであるが、同じく初等量子力学の範囲内で、新しい粒子の存在を予言した　少し変つた実例にDirac　のPositron がある。ここではSpin を導くためにKlein-Gordon 方程式を1次化して得られた余分の自由度としてPositronが得られた。新粒子の自由度を理解するのにこのような可能性が残つていないだろうか？これについてはあまりしらべられていないように思うので、（柳の下にはもうどじようはいないかも知れないが）ここではその方向に探りを入れてみることにしよう。

調和振動子を内蔵するYukawa N.L.F.

$$[P_\mu^2 + M^2 + \frac{1}{2}(\tilde{p}^2 + \omega^2\tilde{\xi}^2)]Y(x,\tilde{\xi}) = 0 \tag{1}$$

はRegge Pole, Linear Trajectory, Form Factor などの記述に都合よかつたので、これから出発する。しかし、このままでは半整数スピンのBaryonの記述には適しないので、Dirac　に倣つて一次化によつてSpin や反粒子を導入することにしよう。但し一次化は重心変数のみならず内部（相対座標）変数についても行はなければならない。従つてDirac　の場合より多くの自由度の場が得られることになり、これがStrangenessなどの自由度に対応することを示そうというのがMotiv　である。

1次化

簡単のため、振動は重心運動P_μ　に垂直な方向とする。すなわち、

$$\tilde{\xi}_\mu = \xi_\mu - \frac{(P\cdot\xi)}{P^2}P_\mu\,, \qquad \tilde{p}_\mu = p_\mu - \frac{(P\cdot p)}{P^2}P_\mu \tag{2}$$

とする。内部振動の生成消滅演算子

$$\tilde{A}^* = \frac{\tilde{p}+i\omega\tilde{\xi}}{\sqrt{2\omega}}\,, \qquad \tilde{A} = \frac{\tilde{p}-i\omega\tilde{\xi}}{\sqrt{2\omega}} \tag{3}$$

を導入すれば(1)は

$$[P^2+M^2+\frac{\omega}{2}(\tilde{A}^*\cdot\tilde{A}+\tilde{A}\cdot\tilde{A}^*)]\,Y(x,\tilde{\xi})=0 \tag{4}$$

となる。さて

$$\gamma\cdot\tilde{A}^*\;\gamma\cdot\tilde{A}+\gamma\cdot\tilde{A}\;\gamma\cdot\tilde{A}^*=\tilde{A}^*\cdot\tilde{A}+\tilde{A}\cdot\tilde{A}^* \tag{5}$$

であるから(4)は

$$[(M-i\gamma\cdot P)(M+i\gamma\cdot P)+\frac{\omega}{2}(\gamma\cdot\tilde{A}^*\;\gamma\cdot\tilde{A}+\gamma\cdot\tilde{A}\;\gamma\cdot\tilde{A}^*)]\,Y=0 \tag{6}$$

とかける。$(M-i\gamma\cdot P)$で割り、

$$[\gamma\cdot P,\;\gamma\cdot\tilde{A}]_+=[\gamma\cdot P,\;\gamma\cdot\tilde{A}^*]_+=0 \tag{7}$$

であることに注意すれば

$$[M+i\gamma\cdot P+\frac{\omega}{2}(\gamma\cdot\tilde{A}^*\frac{1}{M+i\gamma\cdot P}\,\gamma\cdot\tilde{A}+\gamma\cdot\tilde{A}\frac{1}{M+i\gamma\cdot P}\,\gamma\cdot\tilde{A}^*)]\,Y=0\,, \tag{8}$$

が得られる。ここで

$$\sqrt{\frac{\omega}{2}}\,\frac{1}{M+i\gamma\cdot P}\,\gamma\cdot\tilde{A}\,Y\equiv N,\qquad \sqrt{\frac{\omega}{2}}\,\frac{1}{M+i\gamma\cdot P}\,\gamma\cdot\tilde{A}^*\,Y\equiv \Xi \tag{9}$$

とおけば(8)と(9)は

$$(M+i\gamma\cdot p)Y+\sqrt{\frac{\omega}{2}}(\gamma\cdot\tilde{A}^*N+\gamma\cdot\tilde{A}\,\Xi)=0$$

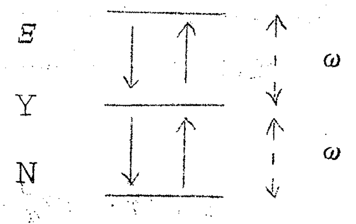
$$\left.\begin{aligned} (M+i\gamma\cdot P)N-\sqrt{\frac{\omega}{2}}\,\gamma\cdot\widetilde{A}Y &= 0 \\ (M+i\gamma\cdot P)\Xi-\sqrt{\frac{\omega}{2}}\,\gamma\cdot\widetilde{A}^{*}Y &= 0 \end{aligned}\right\} \qquad (10)$$

となり、これが重心及び内部変数について一次の式である。

Interpretation (10) は

$$\left.\begin{aligned} (M+i\gamma\cdot P)N &= ig\gamma\cdot\widetilde{A}Y \\ (M+i\gamma\cdot P)Y &= ig(\gamma\cdot\widetilde{A}\Xi+\gamma\cdot\widetilde{A}^{*}Y) \\ (M+i\gamma\cdot P)\Xi &= ig\gamma\cdot\widetilde{A}^{*}Y \end{aligned}\right\} \quad g\equiv\sqrt{\frac{\omega}{2}}, \qquad (11)$$

とかくことも出来る。これは3つのDirac Yukawa N.L.F. の内部振動のCouplingを記述する。そのInteractionのSchemeは右の図の通りである。YはN, ΞはYのone quantum excited state だから level spacingは ω となるであろう。ΞとNは直接Coupleしていない。これらのことから(11)はBaryonとK-meson CloudのCouplingに似ていることがわかる。従って、NをNucleon, Yを(Λ,Σ), ΞをΞと考えてよさそうである。(11)からN, Ξを消去すればYの式は当然(4)に戻るから、Yは



$$M_Y^2=M^2+\omega\left(J+2n_r+\frac{3}{2}\right) \qquad (12)$$

なるMass Formula をもつことになる。従って、N . Y . Ξにはそれぞれ同じ傾きのLinear Trajectory が対応することになる。そのGround stateの内部波動函数はGaussianである。

Isospin and U(3)-Form

このままの簡単なModel ではChargeの自由度はない。従って不本意でもこれは導入するより仕方がない。$\widetilde{A}$, $\widetilde{A}^{*}$ が isoscalar なら(11)から NYΞ

はすべて同じ isospin をもつことになる。Nが isospin ½をもつ理由を内部に求めるとすれば最も経済的な仮定は$\tilde{A}$を½ isospinに対応する2種の oscillatorと考えることであろう。このときは、$\tilde{A}$は益々K-Meson に似てくるので(11)の最も簡単なCharge independentな拡張は

$$\left.\begin{aligned}(M+i\gamma\cdot P)N_\alpha &= ig\gamma\cdot\tilde{A}_\beta Y_{\alpha\beta}\\ (M+i\gamma\cdot P)Y_{\alpha\beta} &= ig\gamma\cdot\tilde{A}_\beta \Xi_\alpha + ig\gamma\cdot\tilde{A}^*_\beta N_\alpha\\ (M+i\gamma\cdot P)\Xi_\alpha &= ig\gamma\cdot\tilde{A}^*_\beta Y_{\beta\alpha}\end{aligned}\right\} \qquad (13)$$

であろう。これによつて、N, Y, Ξと Baryon の対応は一層改善される。しかし望ましいことはCharge導入の可能性を制限する原理的要求を見出すことであるがこれについては目下何も持ち合はせていない。

最後に(13)をU(3)の立場から眺めてみよう。いま、$\alpha,\beta,\gamma=1,2,3$として

$$(M+i\gamma\cdot P)\psi_\alpha^\beta = ig(A_\gamma^\beta\psi_\alpha^\gamma + A_\alpha^\gamma\psi_\gamma^\beta) - \text{trace}, \qquad (14)$$

を考え、A_α^βは$A_\alpha^3, A_3^\alpha(\alpha=1,2)$なる原素のみをもち、他はすべて零であるものとし、$\alpha=1,2$, として(14)を成分に分離すれば

$$\left.\begin{aligned}(M+i\gamma\cdot P)\psi_\alpha^3 &= ig\psi_\alpha^\beta A_\beta^3 + igA_\alpha^3\psi_3^3\\ (M+i\gamma\cdot P)\psi_\alpha^\beta &= ig\psi_\alpha^3 A_3^\beta + igA_\alpha^3\psi_3^\beta\\ (M+i\gamma\cdot P)\psi_3^\alpha &= ig\psi_3^3 A_3^\alpha + igA_3^\beta\psi_\beta^\alpha\end{aligned}\right\} \quad (\alpha.\beta=1.2) \qquad (15)$$

となる。ここで

$$\left.\begin{aligned}&\psi_\alpha^3\equiv N_\alpha, \quad \psi_3^\alpha\equiv\Xi_\alpha, \quad \psi_\alpha^\beta\equiv Y_{\alpha\beta}, \quad \psi_{33}\equiv Z\\ &A_\beta^3\equiv\gamma\cdot\tilde{A}_\beta, \quad A_3^\beta\equiv\gamma\cdot\tilde{A}^*_\beta\end{aligned}\right\} \qquad (16)$$

とおけば(15)は

$$\left.\begin{aligned}
(M+i\gamma\cdot P)N_\alpha &= ig\gamma\cdot\tilde{A}_\beta(Y_{\alpha\beta}+\delta_{\alpha\beta}Z)\\
(M+i\gamma\cdot P)Y_{\alpha\beta} &= ig\gamma\cdot\tilde{A}^*_\beta N_\alpha + ig\gamma\cdot\tilde{A}_\beta \Xi_\alpha\\
(M+i\gamma\cdot P)\Xi_\alpha &= ig\gamma\cdot\tilde{A}^*_\beta(Y_{\beta\alpha}+\delta_{\alpha\beta}Z)
\end{aligned}\right\}\quad(17)$$

これは（ Z＝0 とすれば ）（13）と同じである。

このように（14）は一応U(3)-tensorの形にかけるが、T_3^α, T_α^3-element しかもたないSpurion 的な$\tilde{A}$, $\tilde{A}^*$を含むので、U(3)対称ではない。これは（13）が既にBaryon Massの分離を含んでいるから当然である。

Conclusion　以上で実験的に見出されているが、未だ適切な説明のないLinear Trajectory を内部Oscillator のMass Level として記述出来るYukawa N.L.F. を仮定し、これを1次化することによつてBaryon (strangeness)の自由度をDirac 流に導くことを試みた。Chargeは Charge independence と内部charge自由度を最も経済的に仮定することによつて導入せざるを得なかつた。

思いつきの段階であり、検討すればいろいろ不備も多いと思うし、勿論他にも多くの可能性があると思うが、このような方向への可能性の一例として報告した次第である。(Dec. 8, 1968)