

-196-

Field Theoretical Formulation of Nambu-Miyamoto's Factorization of Veneziano Amplitude

伊藤 大介 (埼玉大理工)

最近宮本氏¹⁾が、南部氏等のVeneziano AmplitudeのFactorizationがConventionalなField Theoryの枠内に収まるものであることをProper Timeの方法を用いて美事に示された。この理論では、内部振動が一次的であることや、これと入射中間子との相互作用について一見やや複雑な構造が仮定されている。そこで、これらの仮定が自動的に出てくるような、更なる場の理論に近いモデルを作ってみることにしよう。

$$i \frac{\partial \mathcal{Q}}{\partial \tau_0} = \left[P_\lambda^2 + e_0 P_\lambda U_\lambda(0) + \frac{M_0^2 R}{2} \int_V d^3 \xi (M_0^2 R^2 \Pi_\lambda^2(\xi) + \frac{\partial_i U_\lambda(\xi) \partial_i U_\lambda(\xi)}{M_0^2 R^2}) \right. \\ \left. + g_0 M_0 \phi(x_\lambda) \right] \mathcal{Q} > \quad (1)$$

で記述される系を考える。これは相対座標 ξ_λ の空間のMassless Vector Boson $U_\lambda(\xi)$ とその原点 $\xi=0$ で、重心座標 (x_λ, P_λ) で入射中間子 $\phi(x_\lambda)$ と Couple する Non Local System である。 e_0, g_0 はその Coupling Constants, M_0 は粒子の Bare Mass, R は $U_\lambda(\xi)$ の Spherical Normalization Box の半径である。 $U_\lambda(\xi), \Pi_\lambda(\xi)$ を Box の完全系 $f_S(\xi)$ で展開し

$$\left. \begin{aligned} \Pi_\lambda(\xi) &= \sum_S f_S(\xi) p_\lambda^S / M_0 R^{3/2} \\ U_\lambda(\xi) &= \sum_S f_S(\xi) q_\lambda^S / M_0 R^{3/2} \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

とすれば、(1)は

$$i \frac{\partial \mathcal{Q}}{\partial \tau_0} = \left[P_\lambda^2 + e_0 M_0 R^{3/2} P_\lambda \sum_S q_\lambda^S f_S(0) + \frac{M_0^2}{2} \sum_S (p_\lambda^{S^2} + \Pi^2 s^2 q_\lambda^{S^2}) \right. \\ \left. + g_0 M_0 \phi(x_\lambda) \right] \mathcal{Q} > \quad (3)$$

となる。ここで $f_S(0)$ が Vanish しないのは s-wave のみで、 $\ell \neq 0$ なる部

Field Theoretical Formulation of Nambu-Miyamoto's -197-
Factorization of Veneziano Amplitude

分波は e_0 -coupling をもたないから、以下 $l \neq 0$ は省くことにする。s-wave に対しては

$$f_s(\xi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi R}} \frac{\sin k_s \xi}{\xi}, \quad k_s \equiv \frac{\pi s}{R}, \quad s=1, 2, 3 \dots \quad (4)$$

$$f_s(0) = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{s}{R^{3/2}} \quad (5)$$

であるから、(3)は

$$i \frac{\partial \mathcal{Q}}{\partial \tau_0} = \left[P_\lambda^2 + e_0 M_0 \sqrt{\frac{\pi}{2}} \sum_{s=1}^{\infty} s P_\lambda q_\lambda^s + \frac{M_0^2}{2} \sum_{s=1}^{\infty} (p_\lambda^{s^2} + \pi^2 s^2 q_\lambda^{s^2}) + g_0 M_0 \phi \right] \mathcal{Q} > \quad (6)$$

となり、s-波の radial vibration, 即ち linear Oscillator の System になる。

$$a_\lambda^s \equiv \frac{p_\lambda^s - i\pi s q_\lambda^s}{\sqrt{2\pi s}}, \quad a_\lambda^{*s} \equiv \frac{p_\lambda^s + i\pi s q_\lambda^s}{\sqrt{2\pi s}}, \quad (7)$$

で表わせば、(6)は

$$\begin{aligned} i \frac{\partial \mathcal{Q}}{\partial \tau_0} &= \left[P_\lambda^2 + e_0 M_0 P_\lambda \sum_{s=1}^{\infty} \frac{\sqrt{s} (a_\lambda^s - a_\lambda^{*s})}{-2i} + \pi M_0^2 \sum_{s=1}^{\infty} s a_\lambda^{*s} a_\lambda^s + g_0 M_0 \phi \right] \mathcal{Q} > \\ &= \left[\left(1 - \frac{e_0^2}{4\pi} S_{\max} \right) P_\lambda^2 + \pi M_0^2 \sum_{s=1}^{\infty} s \left(a_\lambda^{*s} + \frac{i e_0 P_\lambda}{2\pi M_0 \sqrt{s}} \right) \left(a_\lambda^s - \frac{i e_0 P_\lambda}{2\pi M_0 \sqrt{s}} \right) \right. \\ &\quad \left. + g_0 M_0 \phi(x_\lambda) \right] \mathcal{Q} > \quad (8) \end{aligned}$$

となる。ここで発散する自己エネルギーの和は $s = s_{\max}$ で cut した。

$$1 - \frac{e_0^2}{4\pi} s_{\max} \equiv Z, \quad M_0 = M\sqrt{Z}, \quad e_0 = e\sqrt{Z}, \quad g_0 = g\sqrt{Z}, \quad \tau_0 = \tau/Z, \quad (9)$$

なる Renormalization により、(9)は

$$i \frac{\partial \mathcal{Q}}{\partial \tau} = \left[P_\lambda^2 + \sum_{s=1}^{\infty} \pi M^2 s \left(a_\lambda^{*s} + \frac{i e P_\lambda}{2\pi M \sqrt{s}} \right) \left(a_\lambda^s - \frac{i e P_\lambda}{2\pi M \sqrt{s}} \right) + g M \phi(x_\lambda) \right] \mathcal{Q} >, \quad (10)$$

となる。さて

$$U^+ \left(a_\lambda^{*s} + \frac{ieP_\lambda}{2\pi M \sqrt{s}} \right) U = a_\lambda^{*s}, \quad U^+ \left(a_\lambda^s + \frac{-ieP_\lambda}{2\pi M \sqrt{s}} \right) U = a_\lambda^s, \quad (11)$$

で定義される Block-Nordsieck 変換

$$| \varrho \rangle = U | \varrho_1 \rangle, \quad U = \exp \left(\frac{ie}{2\pi M} P_\lambda \sum_s \frac{a_\lambda^s + a_\lambda^{*s}}{\sqrt{s}} \right), \quad (12)$$

を行えば、(10)は

$$i \frac{\partial | \varrho_1 \rangle}{\partial \tau} = \left[P_\lambda^2 + \sum_{s=1}^{\infty} \pi M^2 a_\lambda^{*s} a_\lambda^s + gM\phi (U^+ x_\lambda U) \right] | \varrho_1 \rangle \quad (13)$$

となる。

$$U^+ x_\lambda U = U^+ i \frac{\partial}{\partial P_\lambda} U = x_\lambda - \frac{e}{2\pi M} \sum_s \frac{a_\lambda^s + a_\lambda^{*s}}{\sqrt{s}} \quad (14)$$

であるから、(13)は結局

$$i \frac{\partial | \varrho_1 \rangle}{\partial \tau} = \left[P_\lambda^2 + \pi M^2 \sum_{s=1}^{\infty} s a_\lambda^{*s} a_\lambda^s + \frac{gM}{(2\pi)^{3/2}} \int \frac{d^3 k}{\sqrt{2k_0}} (A_k e^{ik_\lambda (x_\lambda - \frac{e}{2\pi M} \sum_{s=1}^{\infty} \frac{a_\lambda^s + a_\lambda^{*s}}{\sqrt{s}} + \text{conj. compl})} \right] | \varrho_1 \rangle \quad (15)$$

となる。これは宮本氏が出発点に仮定された式に他ならない。

以上、我々のモデルでは南部氏等の仮定は次のように解釈される。粒子はその重心のまわりに Vector 場を伴う。これは相対座標の原点で粒子と相互作用するので、s-波の Radial Vibration のみが南部氏等の linear Oscillator としての役割を演ずる。また、南部、宮本氏の仮定では、Vector 場と Meson 場の Coupling は Meson 場の phase に現われるが、我々のモデルでは、これは Vector 場による重心座標 x_λ の fluctuation として induce されたものと解釈される。

Preprint を送つて下さつた宮本さんに感謝致します。

Field Theoretical Formulation of Nambu-Miyamoto's -199-
Factorization of Veneziano Amplitude

Reference

1) Y. Miyamoto: Veneziano Model and Proper Time Formulation

(Preprint, Tokyo Univ. Educ.) 関係文献について

は本論文参照。 (1-1) 支那の文庫

果樹のほかに知能一は本論文参照。 (1-1) 支那の文庫