

量子群のゲージ場の理論

富山大理学部 平山 実 (Minoru Hirayama)

§1. 序

周知の如く、非可換リ-群に基づく Yang-Mills のゲージ場理論は、素粒子論に於いて輝やかしい成功を収めました。それは、素粒子の標準理論の骨格となると共に、漸近自由性という現象の存在を我々に教えて呉れました。更に、Yang-Mills 場の量子論は、BRS 不変性の発見とそれに続く九後-小嶋の定式化を通じて、中西-Lautrup 場の一般的存在理由を明らかにしました。一方、リ-群は 19 世紀末に発見されて以来ほぼ 1 世紀を経て、その拡張を獲得しました。即ち、リ-群上の関数環をホップ構造を保ちつつ非可換化できることや、リ-環の包絡環をホップ構造を保ったまま非余可換化できることが近年明らかになりました。リ-群 $SU(2)$ とリ-環 $u(2)$ について言えば、互いに双対な関係にある 2 つの量子群 (非可換・非余可換ホップ代数) $SU_q(2)$ と $U_q(u(2))$ が導かれました。興味深

いのは、量子群の代数が数理物理学に於いて思いの外多方面で現れることです。

本稿では、量子群 $SU_q(2)$ をゲージ対称性として持つような古典場の理論を考察します。つまり、Yang-Mills理論の量子群の場合への拡張を試みるわけですが、どのような点で工夫を要するのかを考えてみましょう。問題点は2つに絞られます。その第一は、“群”という語は付されていても、量子群は群ではないことです。量子群の2つの元の通常の積からは、何の規則性も見出すことが出来ません。従って、Yang-Mills理論で慣れ親しんで来た“繰り返しゲージ変換”をどのように定義すべきかが問題になります。以下では $SU_q(2)$ の余積の存在に由来する性質の助けを借りてゲージ変換の積を定義しますが、この点に於いて研究者によって立場が分れます。量子群的ゲージ変換やその積の定義を明確にしない人もあれば、無限小変換のみを考える人もあります。又、BRS変換のみを考える立場を取る人もいます。第二の問題点は、量子群の非可換な座標に関する微分をどのように定義すべきか、です。Woronowicz [Wol, 2] は、非可換関数環のひとつのイデアルはひとつの微分法を定義することを示しました。ところが、 $SU_q(2)$ は複数個のイデアルを有しますから微分もひとつには定まりません。量子群上の微分形式の一般的構成法の観点からは

両側共変微分法が便利なのですが，両側共変ではないのによく働くよりシンプルな微分法も存在するのが不思議な所です．紙数の制限もありますから，第一の点にどのように対処するか重点を置いて述べることにして，第二の点については文献を挙げるだけにします．

§2. $SU_q(2)$ 変換とその積

$SU_q(2)$ の基本表現は

$$w = \begin{pmatrix} \alpha & -\nu\gamma^* \\ \gamma & \alpha^* \end{pmatrix} \quad (1)$$

と書かれます．量子群座標 $\alpha, \gamma, \alpha^*, \gamma^*$ は

$$\begin{aligned} \alpha^*\alpha + \gamma^*\gamma &= I, & \alpha\alpha^* + \nu^2\gamma\gamma^* &= I, \\ \gamma\gamma^* &= \gamma^*\gamma, & \alpha\gamma &= \nu\gamma\alpha, & \alpha\gamma^* &= \nu\gamma^*\alpha, \\ \gamma^*\alpha^* &= \nu\alpha^*\gamma^*, & \gamma\alpha^* &= \nu\alpha^*\gamma, \end{aligned} \quad (2)$$

の代数に従い， I は単位演算子， ν は実パラメータです． $\alpha, \gamma, \alpha^*, \gamma^*, I$ から生成される複素係数多項式環とその表現を区別せずに A と書くことにします． w の表現

$$w_i = \begin{pmatrix} \alpha_i & -\nu\gamma_i^* \\ \gamma_i & \alpha_i^* \end{pmatrix}, \quad i=1,2, \quad (3)$$

から通常の積

$$w_2 w_1 = \begin{pmatrix} \alpha_2 \alpha_1 - \nu \gamma_2^* \gamma_1 & -\nu (\gamma_2^* \alpha_1^* + \alpha_2 \gamma_1^*) \\ \gamma_2 \alpha_1 + \alpha_2^* \gamma_1 & \alpha_2^* \alpha_1^* - \nu \gamma_2 \gamma_1^* \end{pmatrix} \quad (4)$$

を作っても，行列要素 $(w_2 w_1)_{kl}$ ， $k, l = 1, 2$ は $(\alpha_1, \gamma_1, \alpha_1^*, \gamma_1^*)$ のメンバーと $(\alpha_2, \gamma_2, \alpha_2^*, \gamma_2^*)$ のメンバーが可換でなければ (2) に対応する規則をたしません。この意味で $SU_q(2)$ は群ではありません。そこで，別種の積 $w_2 \oplus w_1$ を

$$w_2 \oplus w_1 = \begin{pmatrix} \alpha_2 \otimes \alpha_1 - \nu \gamma_2^* \otimes \gamma_1 & -\nu (\gamma_2^* \otimes \alpha_1^* + \alpha_2 \otimes \gamma_1^*) \\ \gamma_2 \otimes \alpha_1 + \alpha_2^* \otimes \gamma_1 & \alpha_2^* \otimes \alpha_1^* - \nu \gamma_2 \otimes \gamma_1^* \end{pmatrix} \quad (5)$$

で定義します。但し， \otimes や $*$ は $a_1, \dots, a_n \in A$ に対して

$$\begin{aligned} (a_1 \otimes a_2 \otimes \dots \otimes a_n)^* &= a_1^* \otimes a_2^* \otimes \dots \otimes a_n^*, \\ (a_1 a_2 \dots a_n)^* &= a_n^* \dots a_2^* a_1^*, \\ (a_i^*)^* &= a_i, \end{aligned} \quad (6)$$

$$(a_1 \otimes a_2 \otimes \dots \otimes a_n)(b_1 \otimes b_2 \otimes \dots \otimes b_n) = a_1 b_1 \otimes a_2 b_2 \otimes \dots \otimes a_n b_n,$$

に従うとします。複素数 c は \otimes をすり抜けるものとし， c^* は c の共役複素数であるとしてします。すると， $w_2 \oplus w_1$ に対しては

$$\begin{aligned} (w_2 \oplus w_1)_{22} &= (w_2 \oplus w_1)_{11}^* \equiv \alpha'^*, \\ (w_2 \oplus w_1)_{12} &= -\nu (w_2 \oplus w_1)_{21}^* \equiv -\nu \gamma'^*, \\ \alpha'^* \alpha' + \gamma'^* \gamma' &= I \otimes I, \quad \alpha' \alpha'^* + \nu^2 \gamma' \gamma'^* = I \otimes I, \\ \gamma' \gamma'^* &= \gamma'^* \gamma', \quad \alpha' \gamma' = \nu \gamma' \alpha', \quad \alpha' \gamma'^* = \nu \gamma'^* \alpha', \\ \gamma'^* \alpha'^* &= \nu \alpha'^* \gamma'^*, \quad \gamma' \alpha'^* = \nu \alpha'^* \gamma', \end{aligned} \quad (7)$$

のような (1), (2) と類似の規則が成立します。より一般に，

$w_m \oplus w_{m-1} \oplus \cdots \oplus w_1$ は (1), (2) で I を $I_m = I \otimes I \otimes \cdots \otimes I$ (m 個の積) で置き換えた関係のみたすことになります.

$$(w_m \oplus w_{m-1} \oplus \cdots \oplus w_1)_{kl}^{-1} \equiv (w_m \oplus w_{m-1} \oplus \cdots \oplus w_1)_{kl}^* \quad (8)$$

とすれば

$$(w_m \oplus \cdots \oplus w_1)^{-1} (w_m \oplus \cdots \oplus w_1) = \begin{pmatrix} I_m & 0 \\ 0 & I_m \end{pmatrix} \quad (9)$$

が成立します. 積 \oplus がこのような性質を持つことを重視して, 以下では $SU_q(2)$ 変換の積とは $w_m \oplus w_{m-1} \oplus \cdots \oplus w_1$ やその群論的表現のことであると考えることにします.

(2) から w のユニタリ性

$$\sum_{k=1}^2 w_{ik} w_{jk}^* = \sum_{k=1}^2 w_{ki}^* w_{kj} = \delta_{ij} I, \quad i, j=1, 2, \quad (10)$$

に加えて

$$\sum_{k, l=1}^2 (\sigma^{-1})_{kl} w_{ik}^* w_{jl} = (\sigma^{-1})_{ij} I, \quad i, j=1, 2, \quad (11)$$

$$\sum_{k, l=1}^2 \sigma_{kl} w_{ki} w_{lj}^* = \sigma_{ij} I, \quad i, j=1, 2,$$

が導かれます. ここで, σ は次式で与えられます:

$$\sigma = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & v^2 \end{pmatrix}. \quad (12)$$

$SU_q(2)$ の表現論は $SU(2)$ の表現論の q -変形として得られることが知られています. $a, b \in A$, $c_1, c_2 \in \mathbb{C}$ として, A 上の余積 $\Psi: A \rightarrow A \otimes A$ は

$$\Psi(w) = w \oplus w, \quad (13)$$

$$\Phi(ab) = \Phi(a)\Phi(b), \quad \Phi(c_1 a + c_2 b) = c_1 \Phi(a) + c_2 \Phi(b) \quad (14)$$

で定義されます。\$w\$ の \$N\$ 次元表現 \$W \in M_N(A)\$ は

$$\Phi(W_{ij}) = (W \oplus W)_{ij} = \sum_{k=1}^N W_{ik} \otimes W_{kj} \quad (15)$$

によって定義されますが、このうち特に (11) に対応する

$$\sum_{k,l=1}^N (\sigma^N)^{-1}_{kl} W_{ik}^* W_{lj} = (\sigma^N)^{-1}_{ij} I, \\ \sum_{k,l=1}^N \sigma^N_{kl} W_{ki} W_{lj}^* = \sigma^N_{ij} I, \quad (16)$$

$$\sigma^N_{kl} = V^{2(k-1)} \delta_{kl},$$

をみたくものを考えます。この表現は [MMNNU] で調べられており、\$W_{ij}\$ は little-\$q\$ ヤコビ多項式で表されます。\$w\$ から \$W_m \oplus W_{m-1} \oplus \dots \oplus W_1\$ を作ったのと同様に \$W\$ から \$W_m \oplus W_{m-1} \oplus \dots \oplus W_1\$ を作り、その全体を \$C_m^N\$ と書けば、\$W \in C_m^N\$ は (16) で \$I\$ を \$I_m\$ で置き換えた式をみたくします。

ゲージ場理論では各時空点 \$x\$ で定義された \$C_m^N\$、即ち \$C_m^N(x)\$ を考えることとなります。従って、目標は \$W(x) \in C_m^N(x)\$, \$V_N, V_m\$ による変換のもとで不変な理論の構成ということになります。

§3. ゲージ場

[W0.1] に従って \$\alpha, \gamma, \alpha^*, \gamma^*\$ 等の微分を定義し、それから時空座標 \$x^\mu\$ についての微分 \$D_\mu\$ を

$$D_\mu D_\nu g[x] = D_\nu D_\mu g[x], \quad (17)$$

$$D_\mu (g[x] h[x]) = (D_\mu g[x]) h[x] + g[x] D_\mu h[x],$$

をみたすように設定することができます。ここで、 $g[x]$ や $h[x]$ は群座標の x 依存性を通じて x に依存すると共に x の陽依存性も持つ関数と想定されています。 $W(x) = W_m(x) \oplus \dots \oplus W_1(x) \in C_m^N(x)$ とし、ゲージ W での $SU_q(2)$ ゲージ場 $A_\mu^W(x)$ を

$$A_\mu^W(x) = W(x) \{ I_{m-1} \otimes a_\mu^{W_1}(x) \} W(x)^{-1} - (iq)^{-1} (D_\mu W(x)) W(x)^{-1},$$

$$a_\mu^{W_1}(x) = \sum_{k=0}^2 \chi_k(W_1) a_{k,\mu}(x), \quad (18)$$

によって導入します。 $a_{k,\mu}(x)$ はゲージに依存しない成分場ですが、そのみたすべき代数や $\chi_k(W_1) \in M_N(\mathbb{C})$ の性質については[H]を参照して下さい。 $A_\mu^W(x)$ の $W'(x) \in C_n^N(x)$ によるゲージ変換 $(A_\mu^W(x))^{W'}$ を

$$(A_\mu^W(x))^{W'} = (W'(x) \otimes I_m) (I_n \otimes A_\mu^W(x)) (W'(x)^{-1} \otimes I_m) - (iq)^{-1} (D_\mu W'(x)) W'(x)^{-1} \otimes I_m \quad (19)$$

によって定義すると

$$(A_\mu^W(x))^{W'} = A_\mu^{W' \oplus W}(x) \quad (20)$$

が成立します。(20)が前節で述べた観点を実現していることになります。 $a_{k,\mu}(x)$ や $D_\mu W_i(x)$ の属する空間を Γ^x と書くと、 $A_\mu^W \in M_N((\Gamma^x)^{\otimes m})$ であるのに対し $(A_\mu^W)^{W'} \in M_N((\Gamma^x)^{\otimes (m+n)})$ となっていますから、理論全体としては $\bigoplus_{m=0}^{\infty} M_N((\Gamma^x)^{\otimes m})$ 上で構成されていることになります。

ゲージ W に於ける場の強さ $F_{\mu\nu}^W(x)$ を

$$F_{\mu\nu}^W(x) = [\nabla_\mu^W, \nabla_\nu^W], \quad \nabla_\mu^W = D_\mu + ig A_\mu^W(x), \quad (21)$$

とすれば, $F_{\mu\nu}^W(x)$ は

$$F_{\mu\nu}^W(x) = W(x) \{ I_{m-1} \otimes f_{\mu\nu}^{W_1}(x) \} W(x)^{-1},$$

$$f_{\mu\nu}^{W_1}(x) = \sum_{R=0}^2 \chi_R(W_1) f_{R,\mu\nu}(x), \quad (22)$$

$$f_{R,\mu\nu}(x) = D_\mu a_{R,\nu}(x) - D_\nu a_{R,\mu}(x) + ig \sum_{P,Q=0}^2 d_{R,PQ} a_{P,\mu}(x) a_{Q,\nu}(x),$$

と与えられます. ここで $d_{R,PQ}$ は $U_2(SU(2))$ の構造定数です.

これらの定義から $F_{\mu\nu}^W(x)$ の $W'(x)$ によるゲージ変換は

$$(F_{\mu\nu}^W(x))^{W'} = (W'(x) \otimes I_m) (I_n \otimes F_{\mu\nu}^W(x)) (W'(x)^{-1} \otimes I_m)$$

$$= F_{\mu\nu}^{W' \oplus W}(x) \quad (23)$$

となることが導かれます. 更に, ゲージ変換のもとで不変に留まる条件式として

$$(A_\mu^W(x))^{\dagger} = A_\mu^W(x), \quad (F_{\mu\nu}^W(x))^{\dagger} = F_{\mu\nu}^W(x), \quad (24)$$

$$\text{Tr}(\sigma^N A_\mu^W(x)) = \text{Tr}(\sigma^N F_{\mu\nu}^W(x)) = 0$$

を課すことが出来ることが分ります. 但し, \dagger は (転置) \otimes * を意味します.

§4. ラグランジアン

次に, 前節で定義されたゲージ変換のもとで不変なラグランジアンを求めます. $\text{Tr}(\chi_R(W_1)\chi_L(W_1))$ や $\text{Tr}(\sigma^N \chi_R(W_1)\chi_L(W_1))$ 等

に比べて $\mathcal{J}_{kl}^W = \text{Tr}(\rho^N \chi_k(W) (\rho^N)^2 \chi_l(W))$, $\rho^N = (\sigma^N)^{-1}$, $W \in C_1^N$,
 $k, l = 0, 1, 2$, は, それから作, た

$$\mathcal{J}_{kl} = \kappa^W \mathcal{J}_{kl}^W, \quad \kappa^W = -\nu (\mathcal{J}_{20}^W)^{-1} / 8 \quad (25)$$

が W に依存しないという特徴を持, ています. $W(x) \in C_m^N(x)$

とし, $F_{\mu\nu}^W(x)$ の 2 次関数 $\mathcal{L}^W(x)$ を

$$\begin{aligned} \mathcal{L}^W(x) &= \kappa^W \text{Tr}(\sigma^N G_{\mu\nu}^W(x) G^{W,\mu\nu}(x)), \\ G_{\mu\nu}^W(x) &= \tau(W) F_{\mu\nu}^W(x) \tau(W)^\dagger, \end{aligned} \quad (26)$$

$$\tau(W) = (W_m(x) \oplus \cdots \oplus W_2(x) \oplus \rho^N I) W(x)^{-1},$$

で定義すると, $\mathcal{L}^W(x)$ は

$$\mathcal{L}^W(x) = I_{m-1} \otimes \mathcal{L}(x), \quad (27)$$

$$\mathcal{L}(x) = \sum_{k,l=0}^2 \mathcal{J}_{kl} f_{k,\mu\nu}(x) f_l^{\mu\nu}(x), \quad (28)$$

のように, 自然数 m を通じてのみ $W(x)$ に依存します. そこで,
 同値関係

$$I \otimes a \sim a, \quad a \in A \quad (29)$$

を導入すれば

$$\mathcal{L}^W(x) \sim \mathcal{L}(x) \quad (30)$$

となります. 同値関係 (30) を $\mathcal{L}^W(x)$ の $SU_q(2)$ 不変性と解釈す
 ることにします. この解釈は $SU_q(2)$ 変換を \oplus 積を用いて定義
 して来たことに由来します.

(25) の \mathcal{J}_{kl} や (22) の d_{kpg} を具体的に求めることにより $\mathcal{L}(x)$
 は下のよう表されます:

$$\mathcal{L}(x) = \frac{1}{8} \left\{ f_{0,\mu\nu}(x)^* f_0^{\mu\nu}(x) + (1+v^2) f_{1,\mu\nu}(x)^* f_1^{\mu\nu}(x) + f_{2,\mu\nu}(x)^* f_2^{\mu\nu}(x) \right\}, \quad (31)$$

$$f_{0,\mu\nu} = D_\mu a_{0,\nu} - D_\nu a_{0,\mu} + ig(1+v^2) \{ v^{-2} a_{1,\mu} a_{0,\nu} - v^2 a_{0,\mu} a_{1,\nu} \},$$

$$f_{1,\mu\nu} = D_\mu a_{1,\nu} - D_\nu a_{1,\mu} + ig \{ v^{-1} a_{2,\mu} a_{0,\nu} - v a_{0,\mu} a_{2,\nu} \},$$

$$f_{2,\mu\nu} = D_\mu a_{2,\nu} - D_\nu a_{2,\mu} + ig(1+v^2) \{ v^{-2} a_{2,\mu} a_{1,\nu} - v^2 a_{1,\mu} a_{2,\nu} \}.$$

$v=1$ の時(31)の $\mathcal{L}(x)$ がYang-Millsのラグランジアンに一致することは云うまでもありません。

以上①積によつて定義されたゲージ変換と[W01]の微分法に基づいて議論しましたが,[BM],[C],[Wa]等では,異なる観点から[W02]に基づいた定式化が展開されています。

財団法人鹿島学術振興財団の研究助成に感謝致します。

[BM] T. Brzeziński and S. Majid, Phys. Lett. B298, 339-343, 1993.

[C] L. Castellani, Phys. Lett. B292, 93-98, 1992.

[H] M. Hirasawa, Prog. Theor. Phys. 88, 111-127, 1992.

[MMNNU] T. Masuda, K. Mimachi, Y. Nakagami, M. Noumi and K. Ueno, J. Funct. Anal. 99, 357-386, 1991.

[Wa] S. Watamura, Tohoku Univ. preprint TU-411, 1992.

[W01] S. L. Woronowicz, Publ. RIMS, Kyoto Univ. 23, 117-181, 1987.

[W02] S. L. Woronowicz, Commun. Math. Phys. 122, 125-170, 1989.