

## ゲージ接続の発散とその幾何

日大・文理 鈴木 理 (Osamu Suzuki)

(要約) ゲージ接続を“分解による方法”によりとりあつかい  
次の事柄を示す:

- (I) ゲージ接続に発散がないとき, 平坦な接続に拡張される。
- (II) ゲージ接続に発散があるとき, 発散に曲率を対応させる事ができる。

以上により, 曲率は本質的には発散より生じ, これをもとにして“発散の幾何”が考えられる。ここでは場の演算子とその期待値についてこの問題を考える。前者は Bott-Chern の定理の一般化であり, 後者は Deligne の定理そのものである。この両者を比較することにより場の正則化の問題をとりあつかう。

- (内容) §1. 分解によるゲージ接続の幾何と平坦拡張定理  
§2. 発散のあるゲージ接続 §3. Bott-Chern の定理  
§4. 演算子の期待値と Deligne の定理  
§5. ゲージ接続の正則化

## § 1. 分解によるゲージ接続の幾何と平坦拡張定理

ここでは分解によりゲージ接続の幾何をのべ、最後に平坦拡張定理を示す。

(ゲージ分解)  $\mathfrak{g}, \mathfrak{m}$  を  $\mathbb{C}$ -線形空間とし,  $\mathfrak{a} = \mathfrak{g} + \mathfrak{m}$  とおく。  $H$  を群とする。  $A$  を代数とし,  $G(A) = \{g \in A \mid \exists g^{-1} \in A\}$  とする。  $\text{End } A = \{\varphi: A \rightarrow A : \text{線形}\}$ ,  $\text{Der } A = \{\delta: A \rightarrow A \mid \delta(xy) = \delta(x)y + x\delta(y)\}$  とする。 次の表現が与えられているとする。

(i)  $\delta: \mathfrak{m} \rightarrow \text{Der } A$  ( $\mathbb{C}$ -線形) 及び  $\eta: \mathfrak{g} \rightarrow \text{End } A$  で  $\delta(\mathfrak{m}) \oplus \eta(\mathfrak{g}) \subset \text{End } A$  となる,

(ii)  $\tau: H \rightarrow G(A)$  で  $\text{Ad}_{\tau(g)} \delta(\mathfrak{m}) \oplus \eta(\mathfrak{g}) \subseteq \delta(\mathfrak{m}) \oplus \eta(\mathfrak{g})$  ( $\forall g \in H$ ) がなりたつ。

以下  $\text{Ad}_{\tau(g)} \eta(x)$  を  $\text{Ad}_g x$ ,  $\delta(x) = \delta_x$ ,  $\text{Ad}_{\tau(H)} \eta(\mathfrak{g})$  を  $\text{Ad}_H \mathfrak{g}$  とかく。 次の定義を与える:

**定義(ゲージ分解)**  $(\mathfrak{a}, H)_A$ ,  $\mathfrak{a} = \mathfrak{g} + \mathfrak{m}$  が ゲージ分解 であるとは (i)  $\text{Ad}_H \mathfrak{g} \subseteq \mathfrak{g}$ , (ii)  $g \delta_x g^{-1} = \delta_x - [\delta_x, g] g^{-1}$  ( $\forall g \in H, \forall x \in \mathfrak{m}$ ) がなりたつこととする。

$\mathfrak{m}$ : 水平方向,  $\mathfrak{g}$ : 垂直方向,  $H$ : ゲージ群 という。

ゲージ分解の間に準同型が定義される:  $(\sigma_i, H_i)_{A_i}$  ( $i=1, 2$ )  
 をゲージ分解とし, (i)  $\alpha: \sigma_1 \rightarrow \sigma_2$  ( $\alpha(\mathfrak{g}_1) \subseteq \mathfrak{g}_2, \alpha(\mathfrak{m}_1) \subseteq \mathfrak{m}_2$ )  
 (ii)  $\beta: H_1 \rightarrow H_2$ , (iii)  $\gamma: A_1 \rightarrow A_2$  を代数的な準同型とし,  
 $\varphi = (\alpha, \beta, \gamma)$  がゲージ分解の準同型であるとは,

$$\begin{array}{ccc} \sigma_1 & \xrightarrow{\delta_1 \oplus \eta_1} & A_1 & & H_1 & \xrightarrow{\tau} & G(A_1) \\ \alpha \downarrow & & \downarrow \gamma & & \downarrow \beta & & \downarrow \gamma \\ \sigma_2 & \xrightarrow{\delta_2 \oplus \eta_2} & A_2 & & H_2 & \xrightarrow{\tau} & G(A_2) \end{array}$$

を可換図式とすることである。これより, 同型, 拡大, 制限が定義される。例として, テイラー拡大をのべる。

$(\sigma, H)_A$  をゲージ分解とする。

$$\sigma(\lambda) = \mathfrak{g}(\lambda) + \mathfrak{m}$$

$$\mathfrak{g}(\lambda) = \left\{ \sum \xi_n \lambda^n \mid \xi_0 \in \mathfrak{g}, \xi_n \in \sigma \ (n \geq 1) \right\}$$

$$H(\lambda) = H \cdot H'(\lambda)$$

$$H'(\lambda) = \left\{ \sum \xi_n \lambda^n \mid \xi_0 = 1, \xi_n \in \sigma \ (n \geq 1) \right\}$$

とおくと,  $(\sigma(\lambda), H(\lambda))_{A(\lambda)}$  はゲージ分解となり,  $(\sigma, H)_A$  の拡大を与えている。

《ゲージ接続の幾何》  $(\sigma, H)_A$  をゲージ分解とする。

$\rho: \mathfrak{m} \rightarrow \mathfrak{g}$  を線形写像とする。  $(\sigma, H; \rho)_A$  を  $\rho$  を接続形式とするゲージ接続という。

(1)  $\tilde{\mathfrak{m}} = \{ \delta_x + \rho(x) \mid x \in \mathfrak{m} \}$  を水平リフトという

(2)  $\rho(x) = W^{-1}([\delta_x, W]W^{-1} - \Omega_x(W))W$  により  $\Omega: m \times G \rightarrow \mathfrak{g}$  を定める。  $\nabla_x^{(W)} = \delta_x - \Omega_x(W)$  を 共変微分 という。

(3)  $W = W(t) (\in H)$  を未知関数とする方程式  $dL/dt + [\Omega_x(W), L] = 0$  ( $L = W \times W^{-1}$ ) を 測地線の方程式 という。

**定義(平坦な接続)**  $(\sigma, H: \mathcal{P})_A$  が平坦なゲージ接続であるとは,

$$\rho(x) = [\delta_x, W_0]W_0^{-1}$$

となる  $W_0 \in H$  が存在することである。  $W_0$  を 平坦化元 という。

次の定理がなりたつ:

### 定理(平坦拡張定理)

$(\sigma, H: \mathcal{P})_A$  をゲージ接続とする。 或る拡大  $(\tilde{\sigma}, \tilde{H})_A^*$  及びそのテイラー-拡大  $(\tilde{\sigma}(\lambda), \tilde{H}(\lambda))_{\tilde{A}(\lambda)}$  で  $(\tilde{\sigma}(\lambda), \tilde{H}(\lambda), \lambda \rho)$  が平坦となるものが存在する。

## §2. 発散のあるゲージ接続

場の量子論には発散をもつゲージ接続がよく知られる。ここでは発散のあるゲージ接続の定義をのべ、この様な接続は発散を認めると平坦化元が存在するかどうかを考える。( )<sub>( )</sub> する Bott-Chern の定理である。これは §3 で考える。

\* この拡大は  $\{\delta_x\}$  の擬微分作用素拡大と考えることにより得られる。

(発散のあるゲージ接続の例—共形場)

$\mathcal{O}_B = \{ a_n \mid [a_n, a_m] = \delta_{m+n,0} (n \in \mathbb{Z}^*) \}$  をボース場とする。共形場を分解により定める:

$$\mathcal{F} = \left\{ \sum_{n \in \mathbb{Z}} \xi_n z^n \mid \xi_n \in \mathcal{O}_B \right\}$$

$$\mathcal{M} = \left\{ \bigoplus \mathbb{C} L_n \mid L_n = z^{-n} \frac{\partial}{\partial z} \quad n \in \mathbb{Z} \right\}$$

$$H = \{ g \in \mathcal{F} \mid \exists g^{-1} \in \mathcal{F} \}$$

とおくと,  $(\sigma, H)_A$ ,  $\mathcal{O} = \mathcal{F} + \mathcal{M}$  ( $A = \mathcal{F}$ ) はゲージ分解となる, 但し,  $\delta_n = [L_n, \cdot]$  として作用するものとする。  $\mathcal{M}$  のかわりに Virasoro 代数をとることもある。次の接続を考える:

$$\rho(L_0) = \sum_{n>0} a_n z^{n-1} + \sum_{n<0} n a_n z^{n-1}$$

$\rho(L_n) = z^{-n} \rho(L_0)$  と定める。このとき, 次の事柄がなりたつ:

**命題** 
$$\rho^{(N)} = \sum_{n>0}^N a_n z^{n-1} + \sum_{n<0}^{-N} n a_n z^{n-1}$$

$$g^{(N)} = \exp\left(\sum_{n<1}^{-N} a_n z^n\right) \exp\left(\sum_{n>1}^N \frac{a_n}{n} z^n\right)$$

とおくと,  $\partial g^{(N)} \cdot g^{(N)-1} = \rho^{(N)} + \frac{1}{z} \Gamma^{(N)}$ ,  $\Gamma^{(N)}$  は定数であり,

$\lim_{N \rightarrow \infty} \Gamma^{(N)} = \infty$  となる。

これを用いると,  $\rho^{(N)} = \partial W^{(N)} \cdot W^{(N)-1}$  であり, かつ

$\lim_{N \rightarrow \infty} W^{(N)} = W^*$  が存在し,  $\rho(L_0) = \partial W^* \cdot W^{*-1}$  をみたす  $W^*$  は

存在しないことが示される。そこで

**定義(発散のあるゲージ接続)**  $(\omega, H; \rho)_A$  をゲージ接続とする。  $\rho$  が  $(\omega, H)_A$  で発散しているとは、  $\rho$  の平坦化元が  $H$  に存在しないこととする。

§1の結果より、  $A$  が代数であるなら、すべてのゲージ接続には平坦化元が見つかるから、発散のあるゲージ接続を考えるには、代数構造をもたない  $A$  に対してゲージ分解、接続を定めなくてはならない。これは実行可能であるが、これについてはのべないことにする。次の事柄がなりたつ：

**命題**  $(\omega, H; \rho)_A$  を一般なゲージ接続とする。ゲージ接続  $\rho$  が発散をもたないための充分条件は、(i)  $\delta u = v$  ( $v \in A$ ) が解をもつ。(ii)  $\rho u \in A$  がなりたつことである。

**系.** 代数に表現されているゲージ分解については、すべての接続は発散をもたない。

### §3. Bott-Chern の定理

多様体上のベクトル束のゲージ接続は曲率があるとき、特異点をみとめると平坦化されることが知られている。これを Bott-Chern の定理という。ここでは、この定理が一般のゲージ接続についてなりたつかを考える：

((例)) 前節でのべた接続について発散をもつ平坦化元を作る。そのために,  $z, \zeta$  を複素変数として,

$$\mathfrak{g} = \left\{ \sum_{n,m \geq 0} a_{nm} z^n \zeta^m \mid a_{nm} \in \mathcal{O}_B \right\}$$

$$\mathfrak{m} = \left\{ \bigoplus L_n(z) \oplus L_m(\zeta) \mid n \in \mathbb{Z}, m \in \mathbb{Z} \right\}$$

$$H = \left\{ g \in \mathfrak{g} \mid \exists g^{-1} \in \mathfrak{g} \right\}$$

とおくとき,  $(\mathcal{O}, H)_A$ ,  $\sigma = \mathfrak{g} + \mathfrak{m}$  はゲージ分解となり,

$$\rho(\tilde{L}_0) = \sum_{n>0} a_n \zeta^{n-1} + \sum_{n<0} n a_n z^{n-1}$$

$$\tilde{L}_0 = \frac{1}{2} (\partial/\partial z + \partial/\partial \zeta)$$

とおく。  $\zeta = z$  とおくと, §2の接続となることに注意する。このとき,

**命題**  $\tilde{W} = W \cdot \exp\left(\frac{\zeta+z}{2(\zeta-z)}\right)$ ,  $W = \exp\left(\sum_{n<0} a_n z^n\right) \exp\left(\sum_{n>0} \frac{a_n}{n} \zeta^n\right)$

とおくと,

$$\delta_{\tilde{L}_0} \tilde{W} \cdot \tilde{W}^{-1} = \rho(\tilde{L}_0)$$

がなりたつ。

従って, 発散のある元を用いると, 平坦化されることが分かる。これは(1)のBott-Chernの定理の類似物と考えることができる。

((Bott-Chernの定理))

$\pi: E \rightarrow M$  を複素多様体上のヘルミットのベクトル束とする。  $\omega = \partial h \cdot h^{-1}$  をヘルミットの接続とする。  $\Theta = d\omega - \omega \wedge \omega$

をその曲率とする。  $c_k(\oplus)$  ( $k=1,2,\dots,n$ ) を  $k$ -th Chern形式とする。  $E^* = E - \{0\}$  とし、  $\pi': E^* \rightarrow M$  とおく。 次の事柄がなりたつ:

### 定理 (Bott-Chern)

$$\pi'^* c_k(E) = d\eta \quad \eta \in \Gamma(E^*, \pi'^*(E) \otimes \wedge^{2k-1})$$

がなりたつ。 但し、  $\eta$  は一般に  $\{0\}$  に特異点をもつ。

上の定理の内容をみるために、  $M = \text{リーマン面}$ 、  $E = \text{正則な線束}$  とする。 このとき、 次の事柄がなりたつ:

- (1)  $\pi'^* \omega = dh \cdot h^{-1}$  となる  $h$  が  $E^*$  上に存在する。 すなわち、  $\omega$  は  $E^*$  上では平坦である。 但し、  $h$  は零 section に特異性をもつ。
- (2)  $\pi'^*(E)$  は  $E^*$  上の自明な線束である。
- (3)  $\forall \varphi \in \Gamma(M, \Theta(E))$  は  $\varphi^* \in \Gamma(E^*, \pi'^*(E))$  を用いて

$$\varphi = \frac{1}{2\pi i} \int_{|S|=\varepsilon} \varphi^* / \varepsilon \cdot dS$$

として得られる。

- (4) (1) を用いると指数定理 i.e.,  $\sum \text{Index } \varphi = \int_{c_1} c_1(\oplus)$  が示せる。

(注意) Bott-Chernの定理をオイラー方程式とするラグランジアン形式は Wess-Zumino-Witten のラグランジアン形式とみよせる。



## § 4 演算子の期待値とDeligne の定理

ここでは場の演算子の期待値について Bott-Chern型の定理を示す。これがDeligne の定理とよばれているものであり、発散と曲率との関係を与えるものになっている。

まず確定特異点を持つ微分方程式について少し思いだしておく。 $\Phi$  を  $M \setminus Y$  上で定義された有理型関数とし、高々  $Y$  に確定特異点をもつ多価関数とする。このとき

$$\Omega = d\Phi \cdot \Phi^{-1}$$

とおくと、対数型の特異性を有つ  $M$  上の有理形式となる。又  $\Phi$  の定めるモドロミー表現を

$$\rho: \pi_1(M \setminus Y) \rightarrow \mathbb{C}^*$$

とするとき、これより、局所平坦なベクトル束  $E_\rho$  が得られる。このとき、 $\Omega$  はその接続を定める。次の定理がなりたつ:

### 定理 (Deligne)

- (i)  $E_\rho$  は  $M$  上の正則なベクトル束  $E^* \rightarrow M$  に拡大される。
- (ii)  $E^*$  の metrical 接続  $\omega (= \partial h \cdot h^{-1})$  とするとき、

$$\Omega \sim \omega \quad \text{on } M \setminus Y$$

がなりたつ。

この定理を用いると、場の演算子の期待値に曲率を対応させることができる。相互作用する場の演算子が与えられているとし、例えばボース場であるとする、その場の演算子を  $\varphi(x)$  とする。一般に場の演算子の積  $\varphi(x_1) \cdot \varphi(x_2)$  は  $x_1 = x_2$  では定義されない。所が演算子展開定理を思いおこすと、

$$\Phi(z_1, \dots, z_N) = \langle 0 | \varphi(x_1) \cdot \varphi(z_2) \cdots \varphi(z_N) | 0 \rangle$$

は一般に  $\{z_i = z_j\} (i \neq j)$  上に確定型の特異点を有している。従って、この重に前にのべた Deligne の定理を応用すると、重に対して、線束  $E^* \rightarrow M$  及びその接続  $\omega$  が対応できる。しかも (ii) より、

$$\omega = d\Phi \cdot \Phi^{-1}$$

であり、従って、発散のある元重で平坦化が与えられることも示される。これも又1種の Bott-Chern 型の定理といえる。この場合の Bott-Chern の定理は、Ohtuki (大槻) により与えられている。 $Y$  は normal crossing とする特異性をもつとしてよい。そうであるときは、広中の定理を用いればよい。 $Y$  の既約成分を  $Y^1, Y^2, \dots, Y^n, \dots$  とし、 $\rho(\gamma^i) = M_i (i=1, 2, \dots)$  とする。ここで  $\gamma^i$  は  $Y^i$  をひとまわりする道である。このとき次の定理がなりたつ:

## 定理 (Otuki)

$c_k(\oplus)$  を  $E^*$  の  $k$ -th Chern 形式 とすると

$$c_k(\oplus) = \sum_{\alpha_1 \leq \dots \leq \alpha_k} c_k(M_{\alpha_1}, \dots, M_{\alpha_k}) \prod_{j=1}^k c_1([Y_{\alpha_j}]^{-1})$$

がなりたつ。

これを用いると Bott-Chern の定理も再現できる。

最後に幾つか例をのべておしまいとする:

例 1.  $W = \exp\left(\sum_{n < 0} a_n z^n\right) \exp\left(\sum_{n > 0} \frac{a_n}{n} \zeta^n\right)$

とおくとき.

$$\delta_{\bar{L}_0} W \cdot W^{-1} = \rho(\bar{L}_0) + \frac{1}{z - \zeta}$$

であり

$$\langle 0 | W | 0 \rangle = \frac{\zeta}{z - \zeta}$$

がなりたつ。このとき

$$d\bar{\Phi} = \Omega \bar{\Phi} \quad (\bar{\Phi} = \frac{\zeta}{z - \zeta})$$

$$\Omega = \frac{-\zeta}{z - \zeta} dz - \frac{1}{\zeta} d\zeta - \frac{1}{z - \zeta} d\zeta$$

となり、これに対しては、

$$E^* = \mathcal{O}(\{z=0\})^{-1} \otimes \mathcal{O}(\{z=\zeta\})$$

が対応するものと思われる。

例 2. より一般に

$$W(z, \zeta; \alpha) = \exp\left(\alpha \sum_{n < 0} a_n z^n\right) \exp\left(\alpha \sum_{n > 0} \frac{a_n}{n} \zeta^n\right)$$

とするとき,

$$\begin{aligned} & \langle 0 | W(z_1, \zeta_1; \alpha_1) \cdots W(z_N, \zeta_N; \alpha_N) | 0 \rangle \\ & = \Phi(z_1, \zeta_1, \dots, z_N, \zeta_N) \end{aligned}$$

とおくとき

$$\begin{aligned} d\Phi &= \Omega \Phi \\ \Omega &= \sum \frac{\Omega_{ij}}{z_i - \zeta_j} dz_i + \sum \frac{\Omega'_{ij}}{z_i - \zeta_j} d\zeta_j \end{aligned}$$

となる。これに対して  $E^*$  はどの様に存するであろうか? これについては少し立入った考察が必要であろう。

## § 5. ゲージ接続の正規化

以上の様に発散するゲージ接続にベクトル束及びその接続を対応させることが可能になると、これをもとにしてボース場の有つ発散をフェルミ場の発散により打ち消すことができるのではないかと想像させる。この考えは、何も新しいものではなく、超対称性や B.R.S. 対称性のゴースト場や、ボース・フェルミ対応を思うと極めて自然であると思われる。ここでは、この可能性を少し追求してみようと思う。

相互作用するボース場が与えられているとする。この  $N$ -変関数  $\Phi^{(N)}(x_1, \dots, x_N) = \langle 0 | \varphi(x_1) \cdots \varphi(x_N) | 0 \rangle$  が与えられる。これに対して  $\Omega^{(N)} = d\Phi^{(N)} \cdot \Phi^{(N)-1}$  は  $E_p$  の有理接続を定める。次にこれからフェルミ場を作ろう。  $\nabla^{(N)} = d + \Omega^{(N)}$  と

おくと,  $\nabla^{(N)}: \Gamma(M \setminus Y, \mathcal{O}(E_p)) \rightarrow \Gamma(M \setminus Y, \mathcal{O}(E_p) \otimes T^*)$   
であり

$$\nabla^{(N)^2} = 0$$

となる。これを用いると左ルミ場が定められる。この左ルミ場は最初に与えられたボース場と同じ型の発散を有しているから、この両者を自由場として couple させるなら、発散はキャンセルできるものと思われる。こうして  $N$ -体相互作用についてのみ考えるなら、“正則化”は可能であると思われる。そこですべての  $N$ -体関数について発散は正則化されるであろうか？ この問題を考えるためには各  $N$  についてベクトル束  $E_p^{(N)}$  及びその拡大  $E^{(N)*}$  及び接続を考えなくてはならない。これは経路積分による定式化の数学版が必要になるものと思われる。曲率についてはもはや発散をもたないのて数学的にとりあつかいもかなり現実感のあるものとなるだろうと予想されるがこれを考察するには到っていない。いつれにしろこの問題を考察することはくりこみ算の数学を考えることと深く関係しており重要なものとおもわれる。最後にこれが可能であろうことを予想させる例をのべる：

前にのべた共形場を思いだす。

$$\rho(\mathbb{C}_0) = \delta_{\mathbb{C}_0} W \cdot W^{-1} + \frac{1}{z-\bar{z}}$$

であった。そこで左ルミ場を

$$\psi(z) = \sum_{n \in \mathbb{Z}} \psi_n z^n \quad \psi^+(z) = \sum_{n \in \mathbb{Z}} \psi_n^+ z^{-n}$$

$$\{\psi_n, \psi_m^+\} = \delta_{m,n}$$

により導入する。このとき

$$\frac{1}{\zeta} \psi(z) \psi^+(\zeta) = \frac{1}{z - \zeta}$$

となり  $\rho(\tilde{\mathcal{L}}_0)$  と同じ発散をもつ。  $\zeta^{-1}$  をつけたく存() ときには

$\psi^+(z) = z^{-1} \sum_{n \in \mathbb{Z}} \psi_n^+ z^{-n}$  をとればよ()。このとき

$$W_{\mathbb{Z}IL\zeta} = \exp\left(\int \frac{1}{\zeta} \psi(z) \psi^+(\zeta) (dz + d\zeta)\right)$$

とおくと、

$$\tilde{W} = W \cdot W_{\mathbb{Z}IL\zeta}^{-1}$$

とおくと、

$$\delta_{\tilde{\mathcal{L}}_0} \tilde{W} \cdot \tilde{W}^{-1} = \rho^*(\tilde{\mathcal{L}}_0)$$

はもはや発散を有しておらず平担なゲージ接続とみなることができる。これはボース場と左ルミ場が発散を媒介として同構であることを示している。これはボース・左ルミ対応の幾何学的な理解を与えている。

## 引用文献

### (1) Bott-Chernの定理について

Bott, R., and Chern, S. S., : Hermitian vector bundles and the equidistribution of the zeros of their holomorphic sections, *Acta Math.* 114 (1965)

### (2) 確定型特異点をもつ微分方程式について

(i) Deligne, P. : Equations différentielles à points singulieres régulières, *Lecture Notes in Math.* 163. Springer, (1970)

(ii) Suzuki, O. : The problems of Riemann-Hilbert and the relation of Fuchs in several complex variables, *Lecture Notes in Math.* 712, Springer (1977)

### (3) Abelian bosonizationsについて

Date, E., Kashiwara, M., Jimbo, M., and Miwa, T., : Transformation Groups for soliton equations, in *Integrable Systems - Classical Theory and Quantum Theory*, eds. M. Jimbo and T. Miwa, World Scientific Publ. (1983)

### (4) ゲージ理論における分解の方法について

Suzuki, O., Lawrynovicz, J., and Kalina, J. : A geometric approach to the Kadomtsev-Petviashvili system (II), *The Inst of National Sciences, Nihon Univ.* 20. (1991)