

微分方程式の解の特性類

大阪大学理学部 辻下 徹

§0. 本稿の目的は、Foliation の最近の研究で基本的な役割りを果しているといえる、Bott の消滅定理と、Secondary characteristic classes の概念を、一般の微分方程式に拡張する一つの方法を説明することにある。この方法が与えられた微分方程式に適用出来るのは、その方程式に付随する変分二重複体のスペクトル列の n 部分に non-zero な元が存在する場合のみである。このスペクトル列の計算や、元の構成の一般的方法は今所知られていない。しかし、単独方程式については、若干の有用な結果があり、それを用いると、数理論理学に出てくる微分方程式の保存則や symmetry を計算することが出来る場合が多い。

本論に入る前に、例を 2 つあげ、どういふものを対象とするかを説明しよう。

例1. 波動方程式 $\square u := \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x_1^2} + \dots + \frac{\partial^2 u}{\partial x_n^2} \right) = 0$ に対して.

次の様な n 形式を考えよう:

$$\omega[u] = \left\{ \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial x_1} \right)^2 + \dots + \left(\frac{\partial u}{\partial x_n} \right)^2 \right\} dx_0 - 2 \sum_{i=1}^n \frac{\partial u}{\partial t} \frac{\partial u}{\partial x_i} dx_i,$$

ただし, $dx_i = (-1)^i dx_0 \wedge \dots \wedge dx_{i-1} \wedge \dots \wedge dx_n$ ($x_0 = t$). このとき,

$\square u = 0$ ならば $d\omega[u] = 0$ となる。しかも $\omega[u]$ は universal

には exact にはならず, 即ち, 係数が u の微分多項式である

様な $n-1$ 形式 $\eta[u]$ を適当に選んで $\square u = 0$ ならば

$d\eta[u] = \omega[u]$ という様にあることは出来る。 $\square u = 0$

のとき, $d\omega[u] = 0$ であることから, u が無限遠で適当に減少

してゆけば, $\int_{t_1}^{t_2} \left\{ \left(\frac{\partial u}{\partial x_1} \right)^2 + \dots + \left(\frac{\partial u}{\partial x_n} \right)^2 \right\} dx_1 \dots dx_n$ が t によらないこと

がわかる。この意味で, ω は 方程式 $\square u = 0$ で記述される

物理系の一つの保存則を与えてくれる。

例2. 自明な束 $\pi: N = \mathbb{R}^n \times \mathbb{R} \rightarrow M = \mathbb{R}^n$ 上の接続の可積分性

を示す微分方程式を考えよう。 M 上の座標系を (x^1, \dots, x^n) ,

fibre の座標を t とすると, π の接続は N 上の 1 形式

$\varphi = dt - \sum_{i=1}^n u^i dx^i$ で与えられる。これが可積分である為

の必要充分条件は Frobenius の定理により $d\varphi \equiv 0 \pmod{\varphi}$ 。

これを成分で書くと

$$(*) \quad \frac{\partial u^i}{\partial x^j} - \frac{\partial u^j}{\partial x^i} + \frac{\partial u^i}{\partial t} u^j - \frac{\partial u^j}{\partial t} u^i = 0 \quad (1 \leq i < j \leq n)$$

という ($n \geq 2$ のとき) 過剰決定系を得る。これに対し,

$$\omega[u] := \sum_{1 \leq i, j \leq n} \sum_{0 \leq k \leq n} \frac{\partial u^i}{\partial t} \frac{\partial^2 u^j}{\partial t \partial x^k} dx^i \wedge dx^j \wedge dx^k$$

$(x^0 = t)$ と定義すると、 (u^i) が (*) を満たすとき $d\omega[u] = 0$ となり、更に、例 1 のときと同じ意味で $\omega[u]$ は universal には exact にならない。 $\omega[u]$ は (u) の決める N 上の余次元 1 の foliation の Godbillon-Vey 類を代表する形式となり、ている。

上の ω の例に出てくる ω は、 ω に係数が未知函数の微分多項式であり、解を代入すると closed になり、しかし universal には exact にならない。従って、 T とは \mathbb{R}^{n+1} の開集合で de Rham ジホモロジーが自明でない様なものを ω 上で考え、解に対して、 ω は一般には non-zero な de Rham ジホモロジー類を定義する。この意味で、 ω 達は考えている微分方程式の解の特性類を与えるということが出来る。以下考える対象は上の様な ω である。

問題 1. 上の様な ω をすべて見出せ。

§1. 変分二重複体

この節で、一般的用語、記法を定め、変分二重複体と呼ばれる、微分方程式の不変量を導入する。

1.1. $\pi: N^{m+n} \rightarrow M^m$ を C^∞ 束とす。 π の C^∞ 切断の全体を ΓN , π の k 階の Jet 束を N_k , $\lambda \in \Gamma N$ の k 階の Jet extension を $s_k (\in \Gamma N_k)$ と書く。

$N_k \rightarrow M$ の C^∞ 部分束 R を ΓN 上の k 階の微分方程式 と呼ぶ。
 $\lambda \in \Gamma N$ で $s_k(M) \subset R$ なるものを R の解 と呼ぶ。 R の解全体を $Sol(R)$ と書くことにする。

1.2. R の prolongation を導入する為に少し準備をす。射影系 $\{N_{k+1} \rightarrow N_k \rightarrow \dots\}$ の極限を N_∞ と書き、 $s_\infty = \lim s_k$ ($\lambda \in \Gamma N$) とおく。 N_∞ は無限次元だが、 N_k の極限なので、 C^∞ 函数、ベクトル場、微分形式などの概念が自然に定義される (詳しくは [1] 参照のこと)。たとえば $C^\infty N_\infty = \bigcup C^\infty N_k$ 。

束 $N_\infty \rightarrow M$ は平坦な接続を持つ。即ち

命題 1. N_∞ の接束の m 次元部分束 H 2 次の様なものが唯一存在する。 i) V は $N_\infty \rightarrow M$ の fibre に接するベクトル場なる TN_∞ の部分束とす。 $TN_\infty \cong V \oplus H$. ii) $[\Gamma H, \Gamma H] \subset \Gamma H$. iii) $s_\infty \in \Gamma N_\infty$ ($\lambda \in \Gamma N$) は H に関し平坦な切断とす、ていう。

証明は iii) を用いて H を構成すれば容易に出来る。

H は M 上のベクトル場 X の持ち上げ $\tilde{X} \in \Gamma TN_\infty$ である。
 H は平坦なので $\mathcal{L}M \ni X \mapsto \tilde{X} \in \mathcal{L}N_\infty$ は $\mathcal{L}M$ 環の導同型になる。

ここで $\mathcal{L}M$ は M 上のベクトル場全体のなす \mathcal{L} 環。

1.3. $R \subset N_R$ に対し $IR = \{f \in C^\infty N_R; f|_R = 0\}$,
 $I_\infty R = \{\tilde{X}_1 \cdots \tilde{X}_\ell f; \ell \geq 1, X_i \in \mathcal{L}M, f \in IR\} \cup IR (\subset C^\infty N_\infty)$
 とおき R_∞ を $I_\infty R$ の生成する $C^\infty N_\infty$ の ideal の zero set とする。
 このとき $s \in \text{Sol}(R)$ ならば $s_\infty(M) \subset R_\infty$ となつてゐることが容易に示される。従つて $R_\infty \rightarrow M$ が全射となれば
 $\text{Sol}(R) = \emptyset$ となる。

以下、次が満たされてゐるものとする。

条件 R_∞ は $N_\infty \rightarrow M$ の部分束になつてゐる。

注意 この条件は R が具体的に与えられたとき比較的容易に調べられる。微分幾何や数理物理に出てくる R はたいていこの条件を満たしてゐる。

1.4. 定義から H は R_∞ に接してゐることがわかる。従つて $H|_{R_\infty}$ は $R_\infty \rightarrow M$ の平坦な接続を与える。これを再び H と書く。又 $R_\infty \rightarrow M$ の fibre に接するベクトルのなす束を V と書く。 H は de Rham 複体 $\{\Omega^* R_\infty, d\}$ に二重複体の構造をもたせしめる。即ち $\Omega^{p,q} R = \Gamma(\wedge^p V^* \otimes \wedge^q H^*)$ とおくと $\Omega^{p,q} R$ 上
 $d = \delta + (-1)^p \partial$ (δ, ∂ は各 d の $(1,0), (0,1)$ 成分) と分解される。
 $d^2 = 0$ より $\delta^2 = \partial^2 = 0, \delta\partial = \partial\delta$ を得る。

この二重複体は Gelfand 達により 変分二重複体 と呼ばれて
 いる (cf [2])。これは、微分方程式のカテゴリリーを適当
 に定めると、そこから、二重複体のカテゴリリーへの反変 Functor
 として、 R の形式的、代数的分析にかなり有用である。
 次の命題は容易に示すことができるが、基本的なものである。

命題 2. $\tilde{\delta} \in \Gamma R_\infty$ についての次の条件は互いに同値。

i) $\tilde{\delta} = \delta_\infty$ ($\exists \lambda \in \text{Sol}(R)$)

ii) $\tilde{\delta}^* \Omega^{1,0} = 0$

iii) $\tilde{\delta}^* (\bigoplus_{i>0} \Omega^{i,*}) = 0$

§2. 例.

波動方程式 $\square u = 0$ の変分二重複体を具体的に記述し
 よう。まず §1 の様に、この方程式を表示しよう。

$M = \mathbb{R}^{n+1}$, $N = M \times \mathbb{R}$ とおき、 M 上の座標系を (t, x^1, \dots, x^n)

$N \rightarrow M$ の fibre の座標を u とする。 N_2 上の座標系として

$\{(t, x^1, \dots, x^n, u_\alpha \mid |\alpha| \leq 2)\}$ が与えられる。 $T = \tau^{-1} \subset \mathbb{N}^{n+1}$

($\mathbb{N} = \{0, 1, 2, \dots\}$) で、 $u_\alpha \in C^\infty N_2$ は $\delta_2^* u_\alpha = \frac{\partial^{|\alpha|} \lambda}{\partial t^{\alpha_0} \partial x_1^{\alpha_1} \dots \partial x_n^{\alpha_n}}$ ($\lambda \in \Gamma M$)

で与えられる。可なり $\square u = 0$ は

$$R = \left\{ u_2 \varepsilon_0 - \sum_{j=1}^n u_2 \varepsilon_j = 0 \right\} \subset N_2$$

で与えられる。ここで $\varepsilon_j = (0, \dots, 0, \overset{j}{1}, 0, \dots, 0)$ 。

N_∞ の座標系 としては $\{(t, x^i, u_\alpha; \alpha \in \mathbb{N}^{n+1})\}$ が与えられる。

命題 1 の与える $N_\infty \rightarrow M$ の接続 H は \mathcal{P} -aff 系 $\{\delta u_\alpha = 0; \alpha \in \mathbb{N}^{n+1}\}$

で与えられる。ここで $\delta u_\alpha = du_\alpha - \sum_{i=0}^n u_{\alpha+\varepsilon_i} dx^i$ ($x^0=t$)。

従って $\frac{\partial}{\partial x^i}$ を持つ上では $\tilde{\partial} = \partial_i := \frac{\partial}{\partial x^i} + \sum_{\alpha \in \mathbb{N}^{n+1}} u_{\alpha+\varepsilon_i} \frac{\partial}{\partial u_\alpha}$ と

与えられる。従って

$$R_\infty = \left\{ \partial^\alpha (u_{2\varepsilon_0} - \sum_{j=1}^n u_{2\varepsilon_j}) = 0; \alpha \in \mathbb{N}^{n+1} \right\},$$

($\partial^\alpha = \partial^{\alpha_0} \dots \partial^{\alpha_n}$)。このより R_∞ が $N_\infty \rightarrow M$ の部分束 π となるのがわかる。

R_∞ 上の座標系として $\{(x^i, u_{0,\lambda}, u_{1,\lambda}; 0 \leq i \leq n, \lambda \in \mathbb{N}^n)\}$ が与え

られることがすぐにわかる ($u_{i,\lambda} = u_{i\varepsilon_0 + \tilde{\lambda}}|_{R_\infty}$ ($\tilde{\lambda} = (0, \lambda_1, \dots, \lambda_n)$))。

$H|_{R_\infty}$ は $\{\delta u_\alpha|_{R_\infty} = 0; \alpha \in \mathbb{N}^{n+1}\}$ で定義される。上の

座標系では $\{\delta u_{0,\lambda} = \delta u_{1,\lambda} = 0; \lambda \in \mathbb{N}^n\}$ で定義される。ここで

$$\delta u_{0,\lambda} := \delta u_{\tilde{\lambda}}|_{R_\infty} = du_{0,\lambda} - u_{1,\lambda} dx^0 - \sum_{j=1}^n u_{1,\lambda+\varepsilon_j} dx^j,$$

$$\delta u_{1,\lambda} := \delta u_{\varepsilon_0 + \tilde{\lambda}}|_{R_\infty} = du_{1,\lambda} - \sum_{j=1}^n u_{0,\lambda+2\varepsilon_j} dx^0 - \sum_{j=1}^n u_{1,\lambda+\varepsilon_j} dx^j.$$

以上の準備の下で $\{\mathcal{D}^{**}R, \delta, \partial\}$ を定義することができる。

$$A = C^\infty(x^i, u_{0,\lambda}, u_{1,\lambda}; \lambda \in \mathbb{N}^n) = \bigcup_m C^\infty(x^i, u_{0,\lambda}, u_{1,\lambda}; |\lambda| \leq m)$$

とおく。

$$\mathcal{D}^{**}R = A \otimes_{\mathbb{R}} \Lambda^p[\delta u_{0,\lambda}, \delta u_{1,\lambda}] \otimes_{\mathbb{R}} \Lambda^q[dx^i]$$

$$\delta: u_{i,\lambda} \mapsto \delta u_{i,\lambda}, \quad x^i \mapsto 0,$$

$$\partial: u_{i,\lambda} \mapsto du_{i,\lambda} - \delta u_{i,\lambda}, \quad x^j \mapsto dx^j.$$

$$\text{最後は } \frac{\partial}{\partial x^i} \text{ を表わすこと。 } \partial u_{i,\lambda} = \sum_{j=0}^n \partial_j u_{i,\lambda} dx^j$$

$$\text{と書くとおくと } \frac{\partial}{\partial x^i} \lrcorner \delta u_{j,\lambda} = 0 \quad (\forall j, \lambda) \quad \neq 0$$

$$\frac{\partial}{\partial x^i} = \frac{\partial}{\partial x^i} + \sum_{\alpha, \lambda} \partial_j u_{i, \alpha} \frac{\partial}{\partial u_{i, \lambda}}$$

を得る。

§3. 変分=重複体のスペクトル列の解釈

M, N, R を §1の通りとする

3.1. $\Omega^{*,*}R$ に filtration を $F^i = \bigoplus_{j \geq i} \Omega^{j,*}$ で導入して得られるスペクトル列を $\{E_r^{p,q}, d_r^{p,q}\}$ とする。具体的に書くと、

$$E_1^{p,q} = H^q(\Omega^{p,*}, \partial)$$

$$E_2^{p,q} = H^p(\Omega^{p,*}, H^q(\partial))$$

$$E_\infty^{p,q} = F^p H^{p+q}(\Omega^* R_\omega, d) / F^{p+1} H^{p+q}(\Omega^* R_\omega, d).$$

3.2. $E_1^{0,q}$ の解釈. $[\omega] \in E_1^{0,q}$ ($\omega \in \Omega^{0,q}$) とすると、

$\omega: \text{Sol}(R) \rightarrow H^q(M, \mathbb{R})$ が $\omega(\lambda) = [d_\infty^* \omega]$ で定義される。

こゝ (命題 2) により $d d_\infty^* \omega = d_\infty^* d \omega = d_\infty^* \partial \omega = 0$ だから well-defined. $\omega(\lambda) \in \lambda$ の $[\omega]$ characteristic class と呼ぶ。

§0 の例 1, 2 に於ける ω は各々 $E_1^{0,n}, E_1^{0,3}$ の nonzero 元を与えていることがわかる。

注意. $H^2(R_\omega, \mathbb{R})$ の元は $\text{Sol}(R) \rightarrow H^2(M, \mathbb{R})$ で定まるが、

これは解のホモトピー類にしかよらない。したがって、 ω ($\omega \in E_1^{0,2}$)

は、解の変形で一般には値が変化可能。Foliation の場合でも

えは前者は primary characteristic class に相当し、後者は secondary characteristic class に相当する。

3.3. $E_1^{1,0}$, $E_2^{0,0}$ の解釈. $\eta \in E_1^{1,0}$ は、解の変形の特性類を与える。詳しくは略すが、解の C^∞ 1-parameter family $\sigma = \{\lambda_t; |t| < \varepsilon\}$ があるとき、 $\eta(\sigma) \in H^1(M, \mathbb{R})$ が定まる。更に、 $\eta = d_1 \omega$ ($\omega \in E_1^{0,0}$) のとき、 $\eta(\sigma) = \frac{d}{dt} \omega(\lambda_t) \Big|_{t=0} \in \mathbb{R}$ である。従って $E_2^{0,0} = \text{Ker}(d_1: E_1^{0,0} \rightarrow E_1^{1,0})$ の元は、解の変形で不変な写像 $\text{Sol}(R) \rightarrow H^1(M, \mathbb{R})$ を与える。したがって、これは必ずしも $H^1(\mathbb{R}^\infty, \mathbb{R})$ の元の定まるものにはならない。これは Foliation の場合の rigid characteristic classes に相当する。

3.4. E_∞ の解釈. $[\omega] \in \bigoplus_{i>0, 1 \leq j \leq m} E_\infty^{i,j}$ を non-zero の元とする。このとき

命題 3. $\tilde{\sigma} \in \Gamma \mathbb{R}^\infty$ が $[\tilde{\sigma}^* \omega] \neq 0$ を満たすとき、 $\tilde{\sigma}$ は $\text{Sol}(R)$ ($\lambda \in \text{Sol}(R)$) には変形出来ない。

証明は命題 2 を用いると自明である。即ち、 $\tilde{\sigma}$ が $\text{Sol}(R)$ ($\exists \lambda \in \text{Sol}(R)$) に変形出来たとすると、 $[\tilde{\sigma}^* \omega] = [\lambda^* \omega] = 0$ 。

従って $\bigoplus_{i>0} E_\infty^{i,*}$ の元は、形可解が真の解に変形されることへの障害を与えることがわかる。したがって、肝心の η はこの元

の構成であるが、これは Bott の消滅定理の場合以外は例はない。たとえば複素構造の可積分条件の方程式のとき、relative Gelfand-Fuks のホモロジー $H^*(W_n, W_n^c, \mathbb{R})$ から $E_\infty^{*,*}$ への写像があるが、もしもこの像に $E_\infty^{+,*}$ に入る non-zero 元があるとして命題 3 により、実際に障害を与えたとする。複素多様体 M の Chern 類の間には普遍的な線型関係があることにより、Chern 類の独立性に矛盾してしまふ。

3.5. 問題 2. R が与えられたとき、 $\{E_r^{p,q}, d_r\}$ を計算せよ。

§4. 自明な微分方程式の変分 = 重複体

この節では自明な方程式、即ち $M = \mathbb{R}^m$, $R = N = M \times \mathbb{R}^n$ のときの $E_r^{p,q}$ について述べる。

4.1. 定理 1. $M = \mathbb{R}^m$, $R = N = M \times \mathbb{R}^n$ のとき

- i) $E_1^{p,q} \cong \mathbb{R}$ $((p,q) = 0)$, (0) $((p,q) \neq 0, q \leq m-1)$
- ii) $r \geq 2$ のとき $E_r^{p,q} \cong \mathbb{R}$ $((p,q) = 0)$, (0) $((p,q) \neq 0)$.

証明は Kasz 重複体の結果を用いて代数的にできる $m=1$ (4.5) の場合は多 (の人により証明されていふ (e.g. [3])). 一般の場合は [4] で announce されていふ。

4.2. 定理1の応用として, Euler-Lagrange作用素の核と像を決定することが出来る. 即ち, 今 $A = C^\infty(x^i, u_\alpha^i; 1 \leq i \leq m, 1 \leq \alpha \leq n)$

と $\partial_j, \frac{\delta}{\delta u^i} : A \rightarrow A$ ($1 \leq j \leq m, 1 \leq i \leq n$)

を $\partial_j F = \sum_{i,\alpha} u_{\alpha+e_j}^i \frac{\partial}{\partial u_\alpha^i}$, $\frac{\delta F}{\delta u^i} = \sum_\alpha (-\partial)^\alpha \frac{\partial F}{\partial u_\alpha^i}$ と定める

ると $E_1^{0,m} = (0)$ は次の様に書く直せば:

$$\text{系1. } F \in \partial_1 A + \dots + \partial_m A \iff \frac{\delta F}{\delta u^j} = 0 \quad (1 \leq j \leq m).$$

$$\text{又. } F \in A \text{ に対し } D_i F = \sum_\alpha \frac{\partial F}{\partial u_\alpha^i} \partial^\alpha, \quad (D_i F)^+ = \sum_\alpha (-\partial)^\alpha \frac{\partial F}{\partial u_\alpha^i}$$

と表す.

系2. $F_j \in A$ ($1 \leq j \leq m$) に対し

$$\exists F: \frac{\delta F}{\delta u^i} = F_j \quad (1 \leq j \leq m) \iff (D_i F_j)^+ = D_j F_i \quad (1 \leq i, j \leq m)$$

例. KdV方程式 $F := u_{0,1} + uu_{1,0} + u_{3,0}$ に対し.

$$DF = \partial_2 + u_{1,0} + u\partial_1 + \partial_1^3 \quad \neq (DF)^+ = -\partial_2 - u\partial_1 - \partial_1^3. \quad \text{即ち, } u = w_{1,0} \text{ と}$$

変換可なり. $\widehat{F} = w_{1,1} + w_{1,0}w_{2,0} + w_{4,0} = 0$ とする.

$$D\widehat{F} = (D\widehat{F})^+ = \partial_1\partial_2 + w_{1,0}\partial_1^2 + w_{2,0}\partial_1 + \partial_1^4. \quad \text{よって, 実際}$$

$$\widehat{F} = \frac{\delta}{\delta w} \left(\frac{1}{2} w w_{1,1} + \frac{1}{3} w w_{1,0} w_{2,0} + \frac{1}{2} w w_{4,0} \right)$$

§5. $\square u = 0$ の $E_1^{0,m}$ の計算.

波動方程式 $\square u = 0$ の場合. §2 に示した T 係数環 A を

$\bar{A} = \mathbb{R}[u_{i,\lambda}; i=0,1, \lambda \in \mathbb{N}^n]$ におきかえても同様の構成が出来る。こゝで得る = 重複体。スベクトル列を再び $\{\Omega^{**}, \delta, \partial\}$, $\{E_r^{i,j}\}$ と記す。以下、前節の結果を用いて $n \geq 2$ のとき $E_1^{0,n}$ を計算することになる。

5.1. $\alpha: \Omega^{0,n} \rightarrow \bar{A}$ を $\alpha\omega = J_0$ ($\omega = \sum J_i dx^i$) と定める。

$\partial\omega = 0$ ならば $\partial_0 J_0 = -(\partial_1 J_1 + \dots + \partial_n J_n) \in \bar{A}_n = \partial_1 \bar{A} + \dots + \partial_n \bar{A}$.

又、 $\omega = \partial\eta$ ならば $J_0 \in \bar{A}_n$ 。従って α は

$$\alpha: E_1^{0,n} \rightarrow \text{Ker}(\bar{\partial}_0: \bar{A}/\bar{A}_n \rightarrow \bar{A}/\bar{A}_n)$$

をひきよこす。こゝで $\bar{\partial}_0$ は $\bar{\partial}_0: \bar{A} \rightarrow \bar{A}$ から得らばるもの。

定理1を応用して、次を示すことが出来る。

補題1. α は同型。

5.2. 系1に依り、 $J \in \bar{A}$ ならば

$$\partial_0 J \in \bar{A}_n \iff \frac{\delta}{\delta u_0} \partial_0 J = \frac{\delta}{\delta u_1} \partial_0 J = 0.$$

$$T \in \mathbb{C}. \quad \frac{\delta}{\delta u_i} = \sum_{\lambda \in \mathbb{N}^n} (-\partial)^\lambda \frac{\partial}{\partial u_{i,\lambda}}.$$

次の等式は直接計算によつて、又、 ∂ と δ の可換性を用いても容易に示される：

$$\begin{aligned} \text{補題2. } \frac{\delta}{\delta u_0} \partial_0 &= \partial_0 \frac{\delta}{\delta u_0} + \Delta \frac{\delta}{\delta u_1} & (\Delta = \partial_1^2 + \dots + \partial_n^2) \\ \frac{\delta}{\delta u_1} \partial_0 &= \partial_0 \frac{\delta}{\delta u_1} + \frac{\delta}{\delta u_0} \end{aligned}$$

従, $\tau \quad f_i = \frac{\delta J}{\delta u_i}$ とおくと. $\partial_0 J \in \bar{A}_n \Leftrightarrow$
 $\partial_0 f_0 + \Delta f_1 = \partial_0 f_1 + f_0 = 0 \Leftrightarrow (\partial_0^2 - \Delta) f_1 = 0, \quad f_0 = -\partial_0 f_1.$

補題3. $n \geq 2$ に対し (F): $(\partial_0^2 - \Delta) f_1 = 0, \quad f_0 = -\partial_0 f_1$ の解は

$$f_1 = c + \sum_{\lambda \in \mathbb{N}^n} (a_\lambda u_{0,\lambda} + b_\lambda u_{1,\lambda})$$

$$f_0 = -\sum_{\lambda \in \mathbb{N}^n} (a_\lambda u_{1,\lambda} + b_\lambda \Delta u_{0,\lambda}),$$

$$c, a_\lambda, b_\lambda \in \mathbb{R}.$$

これは、微分多項式の Gelfand-Dikii 表示を用いると容易に示される (cf [6]).

最後に、系2を用いると、 $f_i = \frac{\delta J}{\delta u_i}$ (J) であることは $a_\lambda = 0$ ($|\lambda|$: 偶数), $b_\lambda = 0$ ($|\lambda|$: 奇数) であることが必要かつ充分な条件であることがわかる。以上で証明は完了。

定理2. $E_1^{0,n}$ は対応 $[\sum J_i dx^i] \mapsto \frac{\delta J_0}{\delta u_1}$ により、 \bar{A} の部分空間で、 $1, u_{0,\lambda}$ ($|\lambda|$: 奇数), $u_{1,\lambda}$ ($|\lambda|$: 偶数) により張られるものと同型になる。

注意. $1, 2u_{0,\lambda}, 2u_{1,\lambda}$ に対応する J_0 は各々 $u_{1,0}, u_{1,0} u_{0,\lambda} - u_{0,0} u_{1,\lambda}, u_{1,0} u_{1,\lambda} - u_{0,0} \Delta u_{0,\lambda}$ であり、 \mathbb{C} に $u_{1,0}$ に対応する $\sum J_i dx^i$ が $\int \omega$ の ω である。

§6. 単独方程式

§5と同様な方法で、単独方程式の $E_1^{0,m-1}$, $E_1^{1,m-1}$ を計算しやうな形に書き直すことが出来る。(証明は[参照])

定理3. $M = \mathbb{R}^m$, $N = M \times \mathbb{R}$, $C^\infty N_{\mathbb{R}} \ni K = u_{2\epsilon_1} + \tilde{K}$
 ($\frac{\partial \tilde{K}}{\partial u_\alpha} = 0$ if $\alpha_1 \geq 1$), $R = \{K=0\} \subset N_{\mathbb{R}}$ とする。さて

$$i) E_1^{1,0} = (0) \quad (p, q) \neq (0, 0), \quad q \leq m-2,$$

$$ii) E_1^{0,m-1} \xrightarrow{d_1} E_1^{1,m-1} = \text{Ker}(D(K)^+),$$

$$iii) \mathcal{L}^{inv} R_\infty \cong \text{Ker}(D(K)),$$

$$\text{F.E.} \quad \mathcal{L}^{inv} R_\infty = \{X \in \mathcal{L} R_\infty; [X, \Gamma H] \subset \Gamma H\} / \Gamma H.$$

§4の系2により、 $K = \frac{\delta L}{\delta u}$ のとき $D(K) = D(K)^+$ 従って

系 (Noetherの定理) $K = \frac{\delta L}{\delta u}$ ならば

$$E_1^{0,n-1} \xrightarrow{d_1} E_1^{1,n-1} \cong \mathcal{L}^{inv} R_\infty.$$

例 (KdV方程式). $K = u_{0,1} + u u_{1,0} + u_{3,0} = 0$. さて

$$E_1^{1,1} \cong \text{Ker}(\partial_2 + u\partial_1 + \partial_1^3), \quad \mathcal{L}^{inv} R_\infty \cong \text{Ker}(\partial_2 + u\partial_1 + \partial_1^3 + u_{1,0}).$$

$E_1^{0,1}$ の基底は、係数を微分多項式に限ると Kruskal 達により求められていたが、定理3を用いると、係数を微分 C^∞ 函数にしても、それが基底になっていることを示せる。

例 (BBM方程式). $K = u_{2,1} - u_{0,1} + u u_{1,0} = 0$. さて

$$(DK)^+ = -\partial_1^2 \partial_2 + \partial_2 - u \partial_1, \quad (DK)^+ f = 0 \text{ 解} < \text{c.}$$

$$\dim E_1^{0,1} = \dim E_1^{1,1} = 3 \text{ がわかる。 (cf [7])}$$

注意 過剰決定系 $\{E_r^{p,q}\}$ の計算法は今の所 $7F$ の様子が、簡単な消滅定理はある。 T とは self-dual Yang-Mills 方程式 (\mathbb{R}^4 上の) に、 u とは $E_1^{0,1} = E_1^{0,2} = 0$ は容易に示せる。

REFERENCES

- [1] I. N. Bernstein, N. H. Rosenfeld, *Uspehi Mat. Nauk* 28(4) (1973), 103-138.
- [2] D. B. Fuchs, A. M. Gabriélov, I. M. Gelfand, *Topology* 15 (1976), 165-188.
- [3] I. M. Gelfand, L. A. Dikü, *Uspehi Mat Nauk* 30(5) (1975), 67-100.
- [4] A. M. Vinogradov, *Soviet Math. Dokl.* 19 (1978), 144-148.
- [5] T. Tsujishita, *On variation bicomplexes associated to differential equations (to appear).*
- [6] T. Tsujishita, *Letters in Math. Phys.* 3 (1979), 445-450.
- [7] T. Tsujishita, *Conservation laws of the BBM equation (to appear).*