

ダイナミカルトーションをもった二次元 R^2 重力のゲージ対称性

池田 憲明 (Noriaki IKEDA)

*Research Institute for Mathematical Sciences
Kyoto University, Kyoto 606-01, Japan*

1. INTRODUCTION

一般座標変換不変な重力理論と、あるゲージ理論の Action が一致する場合がある。例えば、Jackiw-Teitelboim 模型^[1]といわれる、

$$I = \int d^2x \sqrt{-g} (\sigma R - 2\Lambda), \quad (1)$$

という Action は、 $\Lambda > 0$ のとき、トポロジカル $SO(2, 1)$ ゲージ理論と一致する。^[2]* ここで σ はスカラー場、 Λ はある定数である。また 3 次元の Einstein 重力は、Chern-Simons-Witten 重力理論といわれるゲージ理論として構成できることが知られている。^[3]

一方 2 次元においては、Einstein Action は位相不変量であるので、ダイナミカルなカップリングを持つ重力理論を構成するために、さまざまな修正が行なわれている。ここではその一つであるダイナミカルトーションを持った R^2 重力理論^[4]を研究する。これは古典論の範囲内では、非自明な解があることが知られている。

2 次元のダイナミカルトーションを持った R^2 重力理論がゲージ理論的な対称性を持ち、したがってあるゲージ理論と同じ Action をもつことをしめす。まず 2 節で、ダイナミカルトーションを持った R^2 重力理論を構成し、3 節で、そのゲージ対称性について述べる。4 節から 7 節までは、非線形リー代数を導入しそのゲージ理論を作る。8 節においてダイナミカルトーションを持った R^2 重力理論のゲージ対称性が、ある非線形リー代数のゲージ対称性と一致することをみる。9 節はまとめである。

これは、井沢健一氏との共同研究 [5], [6] にもとづいている。

* $\Lambda < 0$ の時は、 $SO(1, 2)$ ゲージ理論。

2. ダイナミカルトーションをもった R^2 重力

始めにダイナミカルトーションを持った二次元の R^2 重力理論を構成する。^[4] spinconnection ω_μ と zweibein e_μ^a を独立に扱う。すると、2階微分までを含み一般座標変換と局所 Lorentz 変換で不変な Action は、ユニークに

$$S = \int d^2x \, e \left(\frac{1}{16\alpha} R_{\mu\nu}{}^{ab} R^{\mu\nu}{}_{ab} - \frac{1}{8\beta} T_{\mu\nu}{}^a T^{\mu\nu}{}_a - \gamma \right), \quad (2)$$

とかける。ここで、 α, β, γ はある結合定数で、

$$\begin{aligned} \omega_\mu \epsilon^{ab} &\equiv \omega_\mu{}^{ab}, \quad e \equiv \det(e_\mu^a), \\ R_{\mu\nu}{}^{ab} &\equiv \partial_\mu \omega_\nu{}^{ab} - \partial_\nu \omega_\mu{}^{ab}, \\ T_{\mu\nu}{}^a &\equiv \partial_\mu e_\nu{}^a + \omega_\mu{}^{ab} e_{\nu b} - (\mu \leftrightarrow \nu), \end{aligned}$$

である。spinconnection ω_μ と zweibein e_μ^a の一般座標変換と局所 Lorentz 変換は次のようである。

$$\begin{aligned} \delta_G \omega_\mu &= \partial_\mu \tau - v^\lambda \partial_\lambda \omega_\mu - (\partial_\mu v^\lambda) \omega_\lambda, \\ \delta_G e_\mu^a &= -\tau \epsilon^{ab} e_{\mu b} - v^\lambda \partial_\lambda e_\mu^a - (\partial_\mu v^\lambda) e_\lambda^a, \end{aligned} \quad (3)$$

ϵ は $\epsilon_{01} = \epsilon^{10} = 1$ を満たす Levi-Civita 反対称テンソルで、 $\eta = \text{diag}(+1, -1)$ である。

(2) のラグランジアン密度は次のように書き直せる。

$$\mathcal{L}_G = \frac{1}{4e\alpha} (F_{01})^2 + \frac{1}{4e\beta} T_{01}{}^a T_{01a} - e\gamma, \quad (4)$$

ここで、

$$F_{\mu\nu} \equiv \partial_\mu \omega_\nu - \partial_\nu \omega_\mu,$$

である。

3. ゲージ対称性

われわれはいまゲージ対称性に興味があるので、(4) をつぎのラグランジアンに書き直す。

$$\mathcal{L}_C = \varphi F_{01} - e\alpha\varphi^2 + \phi_a T_{01}{}^a - e\beta\phi_a\phi^a - e\gamma, \quad (5)$$

ここで φ と ϕ_a は新たな補助場である。このラグランジアンは、 $e \neq 0$ の領域で補助場を消去

すると、(4) と一致する。(5) は (3) および、

$$\begin{aligned}\delta_G \varphi &= -v^\lambda \partial_\lambda \varphi, \\ \delta_G \phi_a &= -\tau \epsilon_{ab} \phi^b - v^\lambda \partial_\lambda \phi_a,\end{aligned}\tag{6}$$

の一般座標変換と局所 Lorentz 変換で不変である。運動方程式は、

$$\begin{aligned}\partial_\mu \varphi + \phi_a \epsilon^{ab} e_{\mu b} &= 0, \\ \partial_\mu \phi_a + \omega_\mu \epsilon_{ab} \phi^b - \epsilon_{ab} e_\mu^b (\alpha \varphi^2 + \beta \phi_c \phi^c + \gamma) &= 0, \\ 2e\alpha\varphi - F_{01} &= 0, \quad 2e\beta\phi^a - T_{01}^a = 0,\end{aligned}\tag{7}$$

となる。

ラグランジアン (5) は $\alpha = \beta = \gamma = 0$ のときは、トポロジカル ISO(1,1) ゲージ理論^[2] となることを考えると ISO(1,1) ゲージ対称性に関係したゲージ対称性があると思われる。実際、(5) は、 $\alpha = \beta = \gamma = 0$ のとき ISO(1,1) ゲージ対称性となる次のような変換の対称性を持つ。

$$\begin{aligned}\delta \omega_\mu &= \partial_\mu t + 2\alpha \epsilon_{bc} c^b e_\mu^c \varphi, \\ \delta e_\mu^a &= -t \epsilon^{ab} e_{\mu b} + \partial_\mu c^a + \omega_\mu \epsilon^{ab} c_b + 2\beta \epsilon_{bc} c^b e_\mu^c \phi^a, \\ \delta \varphi &= \epsilon^{ab} c_a \phi_b, \\ \delta \phi_a &= -t \epsilon_{ab} \phi^b + \epsilon_{ab} c^b (\alpha \varphi^2 + \beta \phi_c \phi^c + \gamma).\end{aligned}\tag{8}$$

この変換によってラグランジアンは次のように変換する。

$$\delta \mathcal{L}_C = \partial_\mu [\epsilon^{\mu\nu} e_\nu^a \epsilon_{ab} c^b (\alpha \varphi^2 + \beta \phi_c \phi^c - \gamma)].\tag{9}$$

(8) と、(3), (6) とは、

$$t = \tau - v^\lambda \omega_\lambda, \quad c^a = -v^\lambda e_\lambda^a,$$

とおくと次のように関係することがわかる。

$$\begin{aligned}(\delta_G - \delta) \omega_\mu &= -\epsilon_{\mu\lambda} v^\lambda [2\alpha e \varphi - F_{01}], \\ (\delta_G - \delta) e_\mu^a &= -\epsilon_{\mu\lambda} v^\lambda [2\beta e \phi^a - T_{01}^a], \\ (\delta_G - \delta) \varphi &= -v^\lambda [\partial_\lambda \varphi + \phi_a \epsilon^{ab} e_{\lambda b}], \\ (\delta_G - \delta) \phi_a &= -v^\lambda [\partial_\lambda \phi_a + \omega_\lambda \epsilon_{ab} \phi^b - \epsilon_{ab} e_\lambda^b (\alpha \varphi^2 + \beta \phi_c \phi^c + \gamma)].\end{aligned}\tag{10}$$

すなわち、(10) は 運動方程式に比例し、on-shell で自明な変換でしただって (8) と (3), (6) は、on-shell で一致することがわかる。

このあとでは、(8) がどんな変換であってその対称性がどんなものであるかについて議論する。

4. 非線形リー代数とそのゲージ不変な作用

通常のリリー代数の一般化として、非線形リー代数 (Nonlinear Lie algebras) という次のような交換関係を満たすものを考えることができる。^[7]

$$[T_A, T_B] = f_{AB}^C T_C + V_{AB}^{CD} T_C T_D, \quad (11)$$

ここで $\{T_A\}$ は generator の set で f_{AB}^C と V_{AB}^{CD} は構造定数である。ここでは、 $V_{AB}^{CD} = V_{AB}^{DC}$ となる場合を考える。Jacobi 恒等式から、係数の間に次のような関係が得られる。

$$\begin{aligned} f_{[AB}^E f_{C]E}^D &= 0, \\ V_{[AB}^{DE} f_{C]E}^F + V_{[AB}^{EF} f_{C]E}^D + f_{[AB}^E V_{C]E}^{DF} &= 0, \\ V_{[AB}^{DE} V_{C]E}^{FG} + V_{[AB}^{EG} V_{C]E}^{DF} &= 0. \end{aligned} \quad (12)$$

非線形リー代数のもっとも良く知られた例として、 W_3 -代数^[8]がある。

われわれは generator T_A に対して、ゲージ場 h_μ^A とそれに対する局所ゲージ変換を定義したい。(11) を、 $[T_A, T_B] = \hat{f}_{AB}^C T_C$ と書き直す。ここで、 $\hat{f}_{AB}^C = f_{AB}^C + V_{AB}^{DC} T_D$ である。これから、ゲージ変換は c^A をゲージパラメーターとして、

$$\delta h_\mu^A = D_\mu c^A = \partial_\mu c^A + \hat{f}_{BC}^A h_\mu^B c^C,$$

としたいが、 δh_μ^A は generator を含めないで、そのかわり補助場 Φ_D を導入して、

$$\delta h_\mu^A = D_\mu c^A = \partial_\mu c^A + (f_{BC}^A + 2V_{BC}^{DA} \Phi_D) h_\mu^B c^C, \quad (13)$$

と定義する。^[7] ここで $V_{BC}^{DA} \Phi_D$ の前の 2 は、規格化因子である。 Φ_A は定義から、

$$\delta \Phi_A = -\Phi_C f_{AB}^C c^B - \Phi_C \Phi_D V_{AB}^{DC} c^B, \quad (14)$$

と変換することになる。この変換の詳しい構造については、[6]、[7] をみられたい。

ゲージ場が定義されるとそこから Field Strength を定義することができる。いま一般化された Field Strength $R_{\mu\nu}^A$ を、

$$R_{\mu\nu}^A \equiv \partial_\mu h_\nu^A - \partial_\nu h_\mu^A + (f_{BC}^A + 2\Phi_D V_{BC}^{DA}) h_\mu^B h_\nu^C, \quad (15)$$

と定義すると、これは $V_{BC}^{DA} = 0$ の時、通常 Field Strength と一致する。 $R_{\mu\nu}^A$ はゲージ変換

によって、

$$\begin{aligned}\delta R_{\mu\nu}^A &= (f_{BC}^A + 2\Phi_D V_{BC}^{DA}) R_{\mu\nu}^B c^C \\ &+ \{2(D_\mu \Phi_D) V_{BC}^{DA} h_\nu^B c^C - (\mu \leftrightarrow \nu)\},\end{aligned}\quad (16)$$

と変換する。ここで、

$$D_\mu \Phi_A = \partial_\mu \Phi_A + \Phi_C f_{AB}^C h_\mu^B + \Phi_C \Phi_D V_{AB}^{CD} h_\mu^B. \quad (17)$$

これから、ゲージ不変な Action として BF 理論^[9] を一般化したような、

$$\begin{aligned}S &= \int d^2x \mathcal{L}, \\ \mathcal{L} &\equiv -\frac{1}{2} \epsilon^{\mu\nu} \Phi_A (R_{\mu\nu}^A - \Phi_D V_{BC}^{DA} h_\mu^B h_\nu^C),\end{aligned}\quad (18)$$

が得られる。ここで、 $\epsilon^{\mu\nu}$ は二次元の反対称テンソルである。実際 (12) を使うと、

$$\delta \mathcal{L} = -\partial_\mu (\epsilon^{\mu\nu} \Phi_A \Phi_D V_{BC}^{DA} h_\nu^B c^C), \quad (19)$$

ということが確かめられる。非線形リー代数の場合には一般に共変といった概念が定義できないので、(18) がゲージ不変ということは非自明なことである。運動方程式として、

$$\begin{aligned}\epsilon^{\mu\nu} [2\partial_\mu h_\nu^A + (f_{BC}^A + 2\Phi_D V_{BC}^{DA}) h_\mu^B h_\nu^C] &= 0, \\ \partial_\mu \Phi_A + \Phi_D (f_{AC}^D + \Phi_B V_{AC}^{DB}) h_\mu^C &= 0,\end{aligned}\quad (20)$$

が得られる。

5. 代数の中心拡大

非線形リー代数を、

$$[T_A, T_B] = f_{AB}^C T_C + V_{AB}^{CD} T_C T_D + k_{AB} I, \quad (21)$$

と中心拡大することができる。ここで、 k_{AB} は反対称な定数である。Jacobi 恒等式より、係数は、

$$\begin{aligned}f_{[AB}^E f_{C]E}^D + V_{[AB}^{DE} k_{C]E} + V_{[AB}^{ED} k_{C]E} &= 0, \\ V_{[AB}^{DE} f_{C]E}^F + V_{[AB}^{EF} f_{C]E}^D + f_{[AB}^E V_{C]E}^{DF} &= 0, \\ V_{[AB}^{DE} V_{C]E}^{FG} + V_{[AB}^{EG} V_{C]E}^{DF} &= 0, \\ f_{[AB}^D k_{C]D} &= 0,\end{aligned}\quad (22)$$

を満たさなければならない。

このときも、前の節と同様にゲージ変換などを定義できる。(13)の定義は変わらないが、(14)は、

$$\delta\Phi_A = -\Phi_C f_{AB}^C c^B - \Phi_C \Phi_D V_{AB}^{DC} c^B - k_{ABC} c^B, \quad (23)$$

と修正される。するとラグランジアン(18)は次のように変えなければならない。

$$\mathcal{L} \equiv -\frac{1}{2}\epsilon^{\mu\nu}\Phi_A(R_{\mu\nu}^A - \Phi_D V_{BC}^{DA} h_\mu^B h_\nu^C) - \frac{1}{2}\epsilon^{\mu\nu}k_{AB}h_\mu^A h_\nu^B. \quad (24)$$

(22)より(24)がゲージ対称性を持つことが確かめられる。実際、

$$\delta\mathcal{L} = -\partial_\mu(\epsilon^{\mu\nu}\Phi_A\Phi_D V_{BC}^{DA} h_\nu^B c^C - \epsilon^{\mu\nu}k_{BC}h_\nu^B c^C), \quad (25)$$

となる。運動方程式は、

$$\begin{aligned} \epsilon^{\mu\nu}[2\partial_\mu h_\nu^A + (f_{BC}^A + 2\Phi_D V_{BC}^{DA})h_\mu^B h_\nu^C] &= 0, \\ \partial_\mu\Phi_A + \Phi_D(f_{AC}^D + \Phi_B V_{AC}^{DB} + k_{AC})h_\mu^C &= 0, \end{aligned} \quad (26)$$

となる。

6. BRS ゲージ固定

この section では(13)と(23)に対応した BRS 変換 δ_B を構成する。(13)と(23)は open algebra となるので注意が必要である。

はじめに(13)と(23)においてゲージパラメータ c^A を FP ゴーストにかえる。 $\delta^2\Phi_A = 0$ の条件より、

$$\delta c^A = -\frac{1}{2}(f_{BC}^A c^B c^C + 2\Phi_D V_{BC}^{DA} c^B c^C), \quad (27)$$

となる。これは $\delta^2 c^A = 0$ をみたすが、 h_μ^A のうえで $\delta^2 = 0$ とはならない。すなわち、

$$\begin{aligned} \delta^2 h_\mu^A &= V_{BC}^{DA} c^B c^C \epsilon_{\mu\nu} \frac{\delta\mathcal{L}}{\delta h_\nu^D} \\ &= -V_{BC}^{DA} c^B c^C [\partial_\mu\Phi_D + \Phi_G(f_{DE}^G + \Phi_F V_{DE}^{FG} + k_{DE})h_\mu^E]. \end{aligned} \quad (28)$$

このため単純な BRS ゲージ固定処方(24)に使うことはできない。

最終的な BRS 変換とゲージ固定されたラグランジアンは次のように求められる。^[10]

fermionic なゲージ固定関数 Ω を導入し、もとめる BRS 変換 δ_B を,

$$\delta_B = \delta + \delta_b, \quad (29)$$

として、

$$\delta_b h_\mu^A = -i V_{BC}^{DA} c^B c^C \epsilon_{\mu\nu} \frac{\delta \Omega}{\delta h_\nu^D},$$

かつ他の基本場の上では、 $\delta_b = 0$ と定義する。ゲージ固定されたラグランジアンは、

$$\mathcal{L}_Q = \mathcal{L} - i(\delta_B - \frac{1}{2}\delta_b)\Omega, \quad (30)$$

とする。期待されるように BRS 変換 (29) は on-shell nilpotent であって、(30) の対称性になっている。つまり、

$$\delta_B \mathcal{L} = \delta \mathcal{L} + \partial_\mu (i V_{BC}^{DA} \Phi_A c^B c^C \frac{\delta \Omega}{\delta h_\mu^D}), \quad (31)$$

ここで、 $\delta \mathcal{L}$ は (19) によって与えられている。

7. 二次元 R^2 重力理論との関係

非線形リー代数と 2 次元の重力理論を結び付けるために、2 次元のポアンカレ代数 $ISO(1, 1)$ を考えるのが自然である。(24) は一般座標変換の対称性を持つので、局所ローレンツ対称性を要求する。 $ISO(1, 1)$ 代数の 3 つの generator を $T_A = \{P_a, J\}$ とする。ここで a は 0 と 1 をとり T_2 を J と書く。 $ISO(1, 1)$ 代数の局所ローレンツ対称性を保った非線形な拡張は一般に次のような代数になる。

$$\begin{aligned} [J, J] &= 0, \\ [P_a, J] &= -\epsilon_a^b P_b, \\ [P_a, P_b] &= -\alpha \epsilon_{ab} J J - \beta \epsilon_{ab} \eta^{cd} P_c P_d - \gamma \epsilon_{ab} I. \end{aligned} \quad (32)$$

ここで、 α 、 β 、 γ はある定数である。すなわち、(21) において、

$$f_{BC}^a = (\delta_B^d \delta_C^2 - \delta_B^2 \delta_C^d) \epsilon^a_d,$$

$$f_{BC}^2 = 0,$$

$$V_{CD}^{ab} = -\beta \eta^{ab} \delta_C^k \delta_D^l \epsilon_{kl},$$

$$V_{CD}^{22} = -\alpha \delta_C^k \delta_D^l \epsilon_{kl},$$

$$V^{a2} = V^{2a} = 0,$$

$$k_{AB} = -\gamma \delta_A^c \delta_B^d \epsilon_{cd},$$

とおいたものである。^{*}これは $\alpha = \beta = \gamma = 0$ のとき $ISO(1, 1)$ 代数になる。ゲージ場を $h_\mu^A = (e_\mu^a, \omega_\mu)$ 、補助場を $\Phi_A = (\phi_a, \varphi)$ 、ゲージパラメーターを $c^A = (c^a, t)$ 、とおくと、

^{*} $[P_a, P_b]$ の右辺は $\epsilon_{ab} J$ 項もいれることができる。この場合は (anti)-de Sitter 代数の拡張になる。

(13) と (23) は (8) に、(24) は (5) に、それぞれ一致することがわかる。したがってダイナミカルトーションを持った 2 次元 R^2 重力理論のゲージ対称性が $ISO(1, 1)$ 非線形リー代数であることがわかる。

8. CONCLUSION

われわれは、(5) が、一般座標変換と局所 Lorentz 変換の他に $ISO(1, 1)$ 的な変換 (8) を持つことをみた。これは、 $\alpha = \beta = \gamma = 0$ のときはトポロジカル $ISO(1, 1)$ ゲージ理論に一致する。 $e \neq 0$ の領域では (5) はダイナミカルトーションを持った R^2 重力 (2) に同値である。ゲージ変換 (8) は、通常のリー代数を一般化した非線形リー代数の一般論から理解できることがわかった。すなわち、(8) は $ISO(1, 1)$ 的な非線形リー代数のゲージ変換であり、(5) は、そのゲージ不変ラグランジアンである。この結果は、[2] および [11] の直接の拡張になっている。このような対応は一般の Dilaton 的な重力理論^[12] に拡張することができる。^[13]

ゲージ理論として考えた場合には、 $e = 0$ となるようなゲージを採ることができるが、一方重力理論に置いては、 $e \neq 0$ であることは本質的である（例えば [14] を参照）。一般にはこの問題は量子化すると、重大な違いとなって現れる可能性がある。

一方非線形リー代数の観点からは、そのゲージ変換に対するゲージ不変な Action が構成できたことになる。他にゲージ不変な Action が構成できるのか、もしくはこの形式の一般化といったことが今後の一つの問題である。ただ、今の場合、通常のリー代数の場合とちがってリー群に対応するものがないので、Action の幾何学的な構成は難しいとおもわれる。

REFERENCES

1. C. Teitelboim, *Phys. Lett.* **B126** (1983) 41; in *Quantum Theory of Gravity*, ed. S.M. Christensen (Adam Hilger, 1984);
R. Jackiw, in *Quantum Theory of Gravity*, ed. S.M. Christensen (Adam Hilger, 1984);
Nucl. Phys. **B252** (1985) 343;
M. Henneaux, *Phys. Rev. Lett.* **54** (1985) 959;
See also K. Sato, preprint EPHOU87 APR003 (Hokkaido).
2. T. Fukuyama and K. Kamimura, *Phys. Lett.* **B160** (1985) 259;
K. Isler and C.A. Trugenberger, *Phys. Rev. Lett.* **63** (1989) 834;
A.H. Chamseddine and D. Wyler, *Phys. Lett.* **B228** (1989) 75; *Nucl. Phys.* **B340** (1990) 595.
3. E. Witten, *Nucl. Phys.* **B311** (1988/89) 46; **B323** (1989) 113.
4. M.O. Katanaev and I.V. Volovich, *JETP Lett.* **43** (1986) 267; *Phys. Lett.* **B175** (1986) 413; *Ann. of Phys.* **197** (1990) 1;
M.O. Katanaev, *Theor. Math. Phys.* **80** (1989) 838; *Sov. Phys. Dokl.* **34** (1989) 982;
J. Math. Phys. **31** (1990) 882; **32** (1991) 2483;
K.G. Akdeniz, A. Kizilersü, and E. Rizaoglu, *Phys. Lett.* **B215** (1988) 81;
K.G. Akdeniz, Ö.F. Dayi, and A. Kizilersü, *Mod. Phys. Lett.* **A7** (1992) 1757;
W. Kummer and D.J. Schwarz, *Phys. Rev.* **D45** (1992) 3628; *Nucl. Phys.* **B382** (1992) 171;
H. Grosse, W. Kummer, P. Prešnajder, and D.J. Schwarz, *J. Math. Phys.* **33** (1992) 3892;
T. Strobl, preprint TUW-92-07;
P. Schaller and T. Strobl, preprint TUW-92-13;
F. Haider and W. Kummer, preprint TUW-92-15.
5. N. Ikeda and K. -I. Izawa, *Prog. Theor. Phys.* **89** (1993) 223.
6. N. Ikeda and K. -I. Izawa, preprint RIMS-911.
7. K. Schoutens, A. Sevrin and P. van Nieuwenhuizen, *Comm. Math. Phys.* **124** (1989) 87; *Phys. Lett.* **B255** (1991) 549; *Int. J. Mod. Phys A* **6** (1991) 2891.
8. A. B. Zamolodchikov, *Teor. Math. Phys.* **65** (1986) 1205.

9. For a review, D. Birmingham, M. Blau, M. Rakowski, and G. Thompson, *Phys. Rep.* **209** (1991) 129.
10. I.A. Batalin and G.A. Vilkovisky, *Phys. Lett.* **B102** (1981) 27; *Phys. Rev.* **D28** (1983) 2567; *J. Math. Phys.* **26** (1985) 172.
11. H. Verlinde, in *The Sixth Marcel Grossmann Meeting on General Relativity*, ed. M. Sato (World Scientific, Singapore, 1992);
D. Cangemi and R. Jackiw, *Phys. Rev. Lett.* **69** (1992) 233.
12. J. G. Russo and A. A. Tseytlin, *Nucl. Phys.* **B382** (1992) 259.
13. N. Ikeda and K. -I. Izawa, in preparation.
14. H. Terao, preprint DPKU-9207.