数理解析研究所講究録
第869巻1994年137-151

共変的場の量子論の新しい解法について

京大数理研　中西　襄
(Noboru Nakanishi)

[この講演の内容は，阿部光雄との共同研究に基づく.]

§1. 緒論

Tomonaga-Schwinger-Feynman-Dysonの共変的摂動論は，自由場と相互作用を最初から分離してしまう相互作用描像で定式化されている．ところが，基礎理論とされるゲージ理論や重力理論は，局所対称性に基づいて構成され，相互作用項が自由場部分と完全に一体になっている．量子化した場合はBRS不変性になるが，BRS変換は非線形変換であって自由場を不変にしない．局所対称性を尊重したアプローチとしては格子ゲージ理論があるが，回転不変性さえも破るので解析的近似法としては使えない．この講演では，共変性と局所対称性(BRS不変性)の両方を尊重する新しい解法について述べる．

この解法は，演算子形式のゲージ場の量子論や量子重力を

Heisenberg描像のままで解くものであり，次の基本的立場に立脚する．

1) BRS不変な作用積分から導かれる場の方程式と正準(反)交換関係により，場の演算子が規定されるとする．

2) 同時空点での基本場の積（これを複合場と呼ぶ）は，統計符号因子を除き，積の順序によらずに決っている演算子と考える（この仮定なしには正準形式はありえない）．

3) 複合場の具体的な定義や，一般の紫外発散（2つ以上の時空点が関係するもの）の除去は，解の構成とともに順次決めていくものとする．

解の構成は2段階で行なわれる．第1段は演算子解の構成，第2段はそれのWightman関数による表現の構成である．

§2. 演算子解の構成

2-1. 演算子解構成の手続

1) すべての同時刻(反)交換関係を計算する．

2) すべての基本場を，適当なパラメーターの冪級数に展開する．BRS変換はこの展開パラメーターを含まないように定義されていなければならない．このとき展開の各オーダーは，BRS不変になる．

3) 展開第0次の場の方程式と同時刻(反)交換関係の系を考

える．第０近似では，ゲージ場もしくは重力場は，同時刻で何回時間微分したものについても互いに可換となる．これから一般時刻のx^μ，y^νに対し，$[A_\mu^{(0)}(x), A_\nu^{(0)}(y)] = 0$ もしくは $[g_{\mu\nu}^{(0)}(x), g_{\lambda\rho}^{(0)}(y)] = 0$ が得られる．

4) 場の演算子を含んでいても，Cauchy問題は一意的に解けることを仮定する．$A_\mu^{(0)}$ もしくは $g_{\mu\nu}^{(0)}$ のみを含んだCauchy問題を設定し，Pauli-Jordan のD関数の演算子版 $\mathscr{D}(x, y)$ などを定義する．

5) 一般時刻における第０次基本場の(反)交換子の満たすCauchy問題を，第０次の場の方程式と第０次の同時刻(反)交換関係により設定する．

6) Cauchy問題の一般解を与える公式により，一般時刻の第０次基本場間の(反)交換子を $\mathscr{D}(x, y)$ などを用いてあらわに書き下す．

7) さらに $\mathscr{D}(x, y)$ などを含む(反)交換子を，同様の方法で計算する．このとき3)の性質により，新たな演算子の導入の必要はない．従ってこれにより，第０次演算子解が得られたことになる（連続無限次元リー代数が閉じる）．

8) 第０次の場の演算子を既知として，第１次の場の方程式と第１次の同時刻(反)交換関係の系を考える．これは第１次の量についての線形偏微分方程式の初期値問題である．

9) 一般時刻における第1次(反)交換子に関するCauchy問題を設定する．すなわち

$$[\varphi(x),\ \varphi'(y)]_{\mp}^{(1)} \equiv [\varphi^{(1)}(x),\ \varphi'^{(0)}(y)]_{\mp} + [\varphi^{(0)}(x),\ \varphi'^{(1)}(y)] \tag{2.1}$$

を考え，右辺の個々の項については考えない．前と同様にCauchy問題を解く．

10) 高次近似も同様にして進む．すべて線形偏微分方程式を解く問題であり，かつその斉次部分の形は近似の次数に依らない．

2-2. 量子Einstein重力[1)]

量子Einstein重力の共変的正準量子論のLagrangian密度は，

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2\kappa}\sqrt{-g}\,R - \frac{1}{2}\sqrt{-g}\,E + \mathcal{L}_{\text{matter}} \tag{2.2}$$

である．ここに

$$E \equiv E_\mu{}^\mu, \quad E_{\mu\nu} \equiv \partial_\mu b_\nu + i\partial_\mu \bar{c}_\rho \cdot \partial_\nu c^\rho + (\mu \leftrightarrow \nu). \tag{2.3}$$

BRS変換をκを含まない形に採ったので，ゲージ固定項はκを含まない．従ってκは第1項の係数にのみ現れる．展開

$$g_{\mu\nu} = g_{\mu\nu}^{(0)} + \kappa g_{\mu\nu}^{(1)} + \kappa^2 g_{\mu\nu}^{(2)} + \cdots,\ \text{etc.} \tag{2.4}$$

を行うと，場の方程式

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R = \kappa\left(E_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} E - T_{\mu\nu}\right), \tag{2.5}$$

$$\partial_\mu \tilde{g}^{\mu\nu} = 0,\ \text{etc.} \tag{2.6}$$

の第0近似は

$$R^{(0)}_{\mu\nu}=0, \quad \partial_\mu \tilde{g}^{\mu\nu(0)}=0, \quad \text{etc.} \tag{2.7}$$

となる.

正準量子化により, 同時刻交換関係

$$[g_{\mu\nu}(x),\ g_{\lambda\rho}(y)]\big|_0=0, \quad [g_{\mu\nu}(x),\ \partial_0 g_{\lambda\rho}(y)]\big|_0=\varkappa(\cdots)\delta^3(x-y) \tag{2.8}$$

の第0近似は,

$$[g^{(0)}_{\mu\nu}(x),\ g^{(0)}_{\lambda\rho}(y)]\big|_0=0, \quad [g^{(0)}_{\mu\nu}(x),\ \partial_0 g^{(0)}_{\lambda\rho}(y)]\big|_0=0 \tag{2.9}$$

となる. (2.8)第2式の具体的表式は省略したが, それが$\varkappa$に比例することは次元解析だけで明らかである. (2.9)を(2.7)と組合せると, 数学的帰納法により,

$$[g^{(0)}_{\mu\nu}(x),\ (\partial_0)^n g^{(0)}_{\lambda\rho}(y)]\big|_0=0 \quad (n=0,1,2,\cdots) \tag{2.10}$$

が得られる. 従って4次元的に

$$[g^{(0)}_{\mu\nu}(x),\ g^{(0)}_{\lambda\rho}(y)]=0 \tag{2.11}$$

である. しかし, $g^{(0)}_{\mu\nu}(x)$はC数ではない. 実際それは$b^{(0)}_\rho$や$g^{(1)}_{\lambda\rho}$とは非可換である. 従って $\lim_{\varkappa\to 0} g_{\mu\nu}(x)$ をC数と考えるのは正しくない. 共変的摂動論では頭から $g_{\mu\nu}=\eta_{\mu\nu}+\sqrt{\varkappa}\,h_{\mu\nu}$ と置くが, これは根拠のない勝手な仮定であって, BRS不変性やGL(4)不変性をこわす.

2-3. 2次元量子重力[2)]

2次元量子重力の共変的正準量子論は, Weyl不変性のゲ

ージ固定項の導入により構成できる.[3)] そのユニタリ性は, Weyl FPゴーストを導入しない形で保証される. このときその Lagrangian 密度は,

$$\mathcal{L} = \sqrt{-g}\,R\,\hat{b} - \frac{1}{2}\sqrt{-g}\,E + \mathcal{L}_{\rm matter} \qquad (2.12)$$

である. ここに $\mathcal{L}_{\rm matter}$ は Weyl 不変, $\hat{b}$ は Weyl B 場である. 場の方程式は,

$$2(\nabla_\mu\nabla_\nu - g_{\mu\nu}\nabla^\lambda\nabla_\lambda)\hat{b} = E_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}E - T_{\mu\nu} \qquad (2.13)$$

$$R = 0, \qquad \partial_\mu \tilde{g}^{\mu\nu} = 0, \qquad \text{etc.} \qquad (2.14)$$

となる. (2.13) に ∇^μ, $g^{\mu\nu}$ を適用するとそれぞれ

$$\partial_\mu \tilde{g}^{\mu\nu}\partial_\nu b_\rho = 0, \qquad \partial_\mu \tilde{g}^{\mu\nu}\partial_\nu \hat{b} = 0 \qquad (2.15)$$

を得る. 両方で元の (2.13) と同じ 3 自由度をもつが, (2.15) から (2.13) に戻ることはできない.

正準交換関係から

$$[g_{\mu\nu}(x),\, g_{\lambda\rho}(y)]|_0 = 0, \qquad [g_{\mu\nu}(x),\, \partial_0 g_{\lambda\rho}(y)]|_0 = 0 \qquad (2.16)$$

が導かれる. これと (2.14) から 2 次元交換関係

$$[g_{\mu\nu}(x),\, g_{\lambda\rho}(y)] = 0 \qquad (2.17)$$

を得る. このおかげで, $\hat{b}$を含まない一般時刻の(反)交換関係は, 量子 Einstein 重力の第 0 次と, 次元数を除き, 完全に同形になる. すなわち, 共変的 2 次元量子重力は, 本質的に量子 Einstein 重力の第 0 次と同等である. このことは, 定性的には, どちらの理論も長さの次元のパラメーターを含まな

い量子重力だから，ということで理解できるであろう．

2-4. ゲージ場の量子論とBF理論[4)]

通常の式はBRS変換がgを含むので，gA_μ^aをA_μ^aにおきかえると，Landauゲージでのゲージ場の量子論のLagrangian密度は

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4g^2} F^{\mu\nu a} F_{\mu\nu}{}^a + B^a \partial^\mu A_\mu{}^a - i\partial^\mu \bar{C}^a (D_\mu C)^a + \mathcal{L}_{matter}(\varphi, D_\mu\varphi) \tag{2.18}$$

で与えられる．ここに

$$F_{\mu\nu}{}^a \equiv \partial_\mu A_\nu{}^a - \partial_\nu A_\mu{}^a + (A_\mu \times A_\nu)^a, \tag{2.19}$$

$$D_\mu\varphi \equiv (\partial_\mu - iA_\mu{}^a T^a)\varphi \tag{2.20}$$

はgを含まないので，g^2は第1項の係数のみに現れる．

$$A_\mu{}^a = A_\mu{}^{a(0)} + g^2 A_\mu{}^{a(1)} + g^4 A_\mu{}^{a(2)} + \cdots, \quad \text{etc.} \tag{2.21}$$

と展開すると，量子Einstein重力の場合と全く同様にして，

$$[A_\mu{}^{a(0)}(x),\ A_\nu{}^{b(0)}(y)] = 0 \tag{2.22}$$

が得られる．注目すべき点は，

1） この展開はg^2の冪であってgのそれではない．

2） 非可換ゲージ理論の場合は，通常の摂動論と本質的に異なる．

3） この解法は漸近場を必要としないので，カラーの閉じ込めのある場合にも赤外発散にわずらわされることなく使える．

ゲージ場の量子論の第0近似に相当するモデルが存在する。それはBF理論で，2次元の場合そのLagrangian密度は，

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{2}\hat{B}^a \epsilon^{\mu\nu} F_{\mu\nu}{}^a + B^a \partial^\mu A_\mu{}^a - i\partial^\mu \bar{C}^a \cdot (D_\mu C)^a$$
$$+ \mathcal{L}_{\text{matter}} \qquad (2.23)$$

である．$\hat{B}^a$はB^aの共役場のようなものである．$\hat{B}^a$を含まない一般時刻の(反)交換子は，ゲージ場の量子論の第0次のそれらと，次元数を度外視して（次元数を合わせることもできる），完全に同形になる．このことは，(2.23)にg^2項

$$\frac{1}{4} g^2 \hat{B}^a \epsilon^{\mu\nu} \cdot \hat{B}^a \epsilon_{\mu\nu} \qquad (2.24)$$

をつけ加えて$\hat{B}^a$を消去すれば，(2.18)が得られることからも分かる．

§3. Wightman関数の構成

3-1. 基本方針

Wightmanの再構成定理を横目でにらんで，演算子解の表現をWightman関数のセットとして与える．ただし，公理論的アプローチとはちがい，複合場を含むWightman関数も必要である．構成の基本方針は次の通りである．

演算子解から$n-1$重(反)交換子（Jacobi恒等式により$(n-1)!$個のものが独立）を計算し，その真空期待値を求める．他方それはn点Wightman関数（$n!$個）の一次結合で書けるは

ずだから，それを再生するようにWightman関数を決める．そのさい，Wightman関数はすべて「エネルギー正値性条件」を満すようにする(後述)．

1点関数は(反)交換関係とは無関係なので，原理的には任意であって，表現を特徴づける．BRS不変性とゴースト数保存，それにLorentz不変性が破れないことを要請すると，1点関数はほとんど決まってしまう．Lorentz不変性を要求しないと，重力場のとき $\langle g_{\mu\nu}(x)\rangle \equiv \mathring{g}_{\mu\nu}(x)$ はc数背景計量，ゲージ場のとき $\langle A_\mu(x)\rangle \equiv \mathring{A}_\mu(x)$ は外場を与える．

3-2．構成法の概観

以下Wightman関数の構成法を，2次元量子重力の例で説明する．演算子解は次のように与えられる．

まずCauchy問題によってD関数 $\mathcal{D}(x,y)$ を定義する．

$$\partial_\mu^x \hat{g}^{\mu\nu}(x)\partial_\nu^x \mathcal{D}(x,y) = 0, \tag{3.1}$$

$$\mathcal{D}(x,y)\big|_0 = 0, \quad \partial_0^x \mathcal{D}(x,y)\big|_0 = -(\hat{g}^{00})^{-1}\delta(x^1-y^1). \tag{3.2}$$

このとき $\mathcal{D}(x,y) = -\mathcal{D}(y,x) = \mathcal{D}^\dagger(x,y)$ が成立する．

$g_{\mu\nu}$, b_ρ, c^σ, $\bar{c}_\tau$, $\hat{b}$, $\mathcal{D}$ の間で(反)可換でないものは，次の通りである．

$$[g_{\mu\nu}(x), b_\lambda(y)] = i(g_{\lambda\nu}\partial_\mu + g_{\mu\lambda}\partial_\nu + (\partial_\lambda g_{\mu\nu}))^x \mathcal{D}(x,y), \tag{3.3}$$

$$[b_\rho(x), b_\lambda(y)] = i(\partial_\lambda b_\rho(x) + \partial_\rho b_\lambda(y))\cdot \mathcal{D}(x,y), \tag{3.4}$$

$$[\Phi(x), b_\lambda(y)] = i\partial_\lambda \Phi(x)\cdot \mathcal{D}(x,y) \quad (\Phi = \hat{b}, c^\sigma, \bar{c}_\tau), \tag{3.5}$$

$$[g_{\mu\nu}(x),\ \tilde{b}(y)] = -i\,g_{\mu\nu}(x)\mathscr{D}(x,y), \tag{3.6}$$

$$\{c^\sigma(x),\ \bar{c}_\tau(y)\} = -\delta^\sigma{}_\tau\mathscr{D}(x,y), \tag{3.7}$$

$$\begin{aligned}[\mathscr{D}(x,y),\ b_\lambda(y)] = i(&\partial_\lambda^x\mathscr{D}(x,y)\cdot\mathscr{D}(x,z) \\ &+\partial_\lambda^y\mathscr{D}(x,y)\cdot\mathscr{D}(y,z)).\end{aligned} \tag{3.8}$$

(3.4) 以外は，右辺はすべて可換量のみを含む.

〔規則1〕 (反)可換な演算子に対応する truncated Wightman 関数はゼロとする. 一般に，$n-1$ 重(反)交換子がすべてゼロであるような n 個の演算子に対応する truncated Wightman 関数はゼロとする.

(注意) truncated Wightman 関数は

$$\langle\varphi_1(x_1)\varphi_2(x_2)\rangle_T \equiv \langle\varphi_1(x_1)\varphi_2(x_2)\rangle - \langle\varphi_1(x_1)\rangle\langle\varphi_2(x_2)\rangle \tag{3.9}$$

のように，真空を中間状態とする部分の寄与をとり除いたもの. 交換子は自動的に truncate されている.

$\langle g_{\mu\nu}\rangle = \overset{\circ}{g}_{\mu\nu}$ と，$g_{\mu\nu}$ の相互可換性から，

$$\overset{\circ}{R} = 0, \quad \partial_\mu\overset{\circ}{g}{}^{\mu\nu} = 0, \tag{3.10}$$

$$\langle\mathscr{D}(x,y)\rangle = D(x,y) \tag{3.11}$$

を得る. ここに $D(x,y)$ は通常の c 数の D 関数で，$\overset{\circ}{g}_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu}$ ならば

$$D(x,y) = -\frac{1}{2}\epsilon(x^0-y^0)\theta((x-y)^2). \tag{3.12}$$

正エネルギー D 関数 $D^{(+)}$ を次の関係式を満足するものとし

て定義する：

$$D^{(+)}(x, y) - D^{(+)}(y, x) = iD(x, y), \qquad (3.13)$$

$$\partial_\mu^x \mathring{g}^{\mu\nu}(x) \partial_\nu^x D^{(+)}(x, y) = 0, \qquad (3.14)$$

$$[D^{(+)}(x, y)]^* = D^{(+)}(y, x). \qquad (3.15)$$

とくに $\mathring{g}_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu}$ ならば，

$$D^{(+)}(x, y) = -\frac{1}{4\pi}\log\left(-\mu^2(x-y)^2 + i0(x^0-y^0)\right). \qquad (3.16)$$

他の理論を考えるときにはもちろん $\Delta^{(+)}$ や $S^{(\pm)}$ も定義する．[6]

〔規則2〕「エネルギー正値性条件」：$\langle \varphi_1(x_1)\cdots\varphi_n(x_n)\rangle_T$ の表式に現れる $D^{(+)}(x_i, x_j)$ は，$i<j$ のものに限る．〔表式が積分変数 $u_1, \cdots, u_m$ を含む場合は，$x_1^0 > \cdots > x_n^0$ の間に $u_1^0, \cdots, u_m^0$ をはめこみ，$(n+m)!/n!$ 個の場合に分けて，そのそれぞれの部分で $D^{(+)}(x, y)$ $(x^0 > y^0)$ のみがでてくるものとする。〕

(反)交換子は(3.4)以外，右辺の真空期待値が規則1で計算できる．従って規則2により2点 Wightman 関数は次のようになる．

$$\langle g_{\mu\nu}(x) b_\lambda(y)\rangle = (\mathring{g}_{\lambda\nu}\partial_\mu + \mathring{g}_{\mu\lambda}\partial_\nu + (\partial_\lambda \mathring{g}_{\mu\nu}))^x D^{(+)}(x, y), \qquad (3.17)$$

$$\langle \Phi(x) b_\lambda(y)\rangle = 0 \qquad (\Phi = \hat{b}, c^\sigma, \bar{c}_\tau), \qquad (3.18)$$

$$\langle g_{\mu\nu}(x)\hat{b}(y)\rangle = -\mathring{g}_{\mu\nu}(x) D^{(+)}(x, y), \qquad (3.19)$$

$$\langle c^\sigma(x)\bar{c}_\tau(y)\rangle = i\delta^\sigma{}_\tau D^{(+)}(x, y). \qquad (3.20)$$

$\langle b_\rho(x) b_\lambda(y)\rangle$ を決定するには，$\langle \partial_\lambda b_\rho(x)\cdot \mathcal{D}(x,y)\rangle$ のような同時点の積を含む真空期待値を決める必要がある（後述）.

3点関数以上も同様に，すべての多重(反)交換子とコンシステントになるように決める．例えば，

$$\langle b_\rho(x)\, c^\sigma(y)\, \bar{c}_\tau(z)\rangle = i\delta^\sigma{}_\tau \big(D^{(+)}(x,y)\,\partial_\rho^y D^{(+)}(y,z)$$
$$+ D^{(+)}(x,z)\,\partial_\rho^z D^{(+)}(y,z)\big). \qquad (3.21)$$

［規則3］ 複合場を含むWightman関数は次の手続で決める．まず同じ基本場の配列をもつ高点の基本場のみのWightman関数（truncateしてないもの）を考える．その表式において，各複合場に対応する時空座標を機械的に一致させる．そしてその結果生ずる $D^{(+)}(x,x)$ を含む項をすべて捨てる.

このとき，複合場を含むWightman関数は，各複合場中の基本場の順序（統計符号因子を除く）に依らない.

(3.21) に ∂_λ^x を作用させ，$y=x$ と置き，z を y と書き換えると，規則3により，

$$\langle \partial_\lambda b_\rho(x)\cdot c^\sigma(x)\, \bar{c}_\tau(y)\rangle = i\delta^\sigma{}_\tau\, \partial_\lambda^x D^{(+)}(x,y)\cdot \partial_\rho^y D^{(+)}(x,y) \quad (3.22)$$

となる．これから $\langle \partial_\lambda b_\rho(x)\cdot \mathcal{D}(x,y)\rangle$ が分かり，$\langle b_\rho(x)\, b_\lambda(y)\rangle$ が計算できる:

$$\langle b_\rho(x) b_\lambda(y)\rangle = \partial_\lambda^x D^{(+)}(x,y)\cdot \partial_\rho^y D^{(+)}(x,y). \qquad (3.23)$$

一般には，

$$b_{*\lambda} \equiv -i\,\underline{\delta}_*(\bar{c}_\lambda) = b_\lambda + i c^\sigma \partial_\sigma \bar{c}_\lambda \qquad (3.24)$$

とおけば，BRS不変性により，

$$\langle b_{*\rho_1}(x_1)\cdots b_{*\rho_n}(x_n)\rangle = 0 \tag{3.25}$$

が成立する．これから帰納的に $\langle b_{\rho_1}(x_1)\cdots b_{\rho_n}(x_n)\rangle$ が計算できる．

3-3．2次元量子重力の共変的厳密解[5)]

共変ゲージの2次元量子重力について得られた主な知見をまとめておく．

1) n点のWightman関数に対する漸化式がすべて得られた．

2) その結果が正しいことは，通常の摂動論で確かめられた．[7)]（ただし摂動計算は極めて見通しが悪いので，2点，3点の場合のみを計算）

3) Wightman関数は全く紫外発散を含まない．しかし，T関数 $\langle \mathrm{T}\, b_\rho(x)\, b_\lambda(y)\rangle$ などは対数発散する．これは $\theta(x^0-y^0)$ のような余分の特異性をもち込んでいるからである．

4) (2.13)以外のすべての場の方程式はWightman関数とコンシステントである．とくに(2.15)もO.K.なので，破れはわずかであるといえる．このように，アノーマリーは場の方程式の破れの形で現れ，共形（コンフォーマル）ゲージなどのときと全く様相が異なる．とくに共変ゲージでは臨界次元（$D=26$）が定義できない．[8)]

3-4. 高次近似の計算

高次近似の計算は，QEDについて具体的に行った.[6] 可換ゲージ場については，$F_{\mu\nu}$がA_λについて線形であるため，通常の共変的摂動論と本質的にあまり異ならない.（次数のカウントが異なる．外線にA_μがk個ある振幅はg^kだけ高い次数とカウントされる.）ゲージ不変性の結果である$Z_1=Z_2$はビルト・インされる.

Wightman関数の摂動論はOstendorf[9]により構成されているが，この解法によりそれは再生される.[10]

§4. 結論

1) 局所対称性をもつ共変的場の量子論に対する最も自然な解法を提起した.

2) 簡単なモデルでは，第0近似ですでに厳密解を与える.

3) 2次元量子重力は量子Einstein重力の，BF理論はQCDのそれぞれ第0近似といういみをもつ.

今後の研究課題

1) QCD，量子Einstein重力の高次近似の計算.

2) 2次元量子重力の共変ゲージと非共変ゲージの関係.

3) 物理的部分空間をWightman関数でもって構成.

4) Feynman規則のような機能的計算法の開発.

文献

1) M. Abe and N. Nakanishi, Prog. Theor. Phys. 85 (1991) 391.

2) M. Abe and N. Nakanishi, Int. J. Mod. Phys. A6 (1991) 3955; Prog. Theor. Phys. 86 (1991) 517.

3) K. Sato, Preprint EPHOU 87 APR 003.

4) M. Abe and N. Nakanishi, Preprint RIMS-896.

5) M. Abe and N. Nakanishi, Prog. Theor. Phys. 86 (1991) 1087; 87 (1992) 495; 87 (1992) 757.

6) M. Abe and N. Nakanishi, Prog. Theor. Phys. 88 (1992) 975.

7) M. Abe and N. Nakanishi, Int. J. Mod. Phys. A7 (1992) 6405.

8) M. Abe and N. Nakanishi, Mod. Phys. Lett. A7 (1992) 1799.

9) A. Ostendorf, Ann. Inst. H. Poincaré 40 (1984) 273.

10) M. Abe, Preprint RIMS-884.