ランダム面－ゲージ場、量子重力、ひも理論の交差するところ—

川合　光　　２０２３年１月　台北にて

７５周年記念に向けて、素粒子メダルを受賞した研究についての記事を依頼されましたので、私にとってもいい機会だと思い、その研究に至った経緯を思い出しながら書いてみました。

ランダム面のユニバーサリティ

私が大学院に進学したのは１９７８年ですが、そのころにはゲージ理論の摂動論的側面はほぼ完全に理解されていました。そのため、当時の素粒子論・場の理論の主要な目標の一つは、閉じ込めなどの非摂動的性質を理解することでした。具体的にいうと、QCD からハドロンの弦理論が導かれるかという問題です。これが正しい主張であることは、格子ゲージ理論の数値計算によりほぼ確実ですが、今でも解析的な説明には成功していません。

ハドロンの弦理論の直観的描像の一つは、格子ゲージ理論における強結合展開です。例えば Wilson loop の強結合展開はループを境界とするいろいろな面についての和で与えられますし、また、真空のエネルギーは、閉じた面についての和となります。このように、いろいろな面についての和を考えることを、ランダム面といいます。

これは、スカラー場の Green 関数がいろいろな経路の和、すなわち、ランダムウォークで表されることのまっすぐな拡張と思われます。スカラー場の場合は、最も基本的な自由スカラー場は、自由なランダムウォーク、すなわち、経路が自分自身と交わっても特別な重みがつかないという性質をもったものと対応しています。そうすると、ランダム面の場合も、自由ランダム面、すなわち、面が自分自身と交わっても特別な重みがつかないようなものが最も基本的であるように思われます。

自由ランダムウォークは、ステップ数が大きい極限、すなわち連続極限では、中心極限定理によりユニバーサルな形をもちます。実際、D次元の格子化された時空内の２点x, yをLステップで結ぶ経路の総数は、Lが大きいとき、次のように書けます。

$$n(x,y;L) \sim \mathrm{const.}\,\kappa^L L^{-\frac{D}{2}} \exp\left(-\frac{(x-y)^2}{2La^2}\right) \qquad (1)$$

ここで、κ, aは格子の形、すなわち、正則化に依存する定数です。特に、Lステップからなる閉じた経路の数は

$$n(L) \sim \mathrm{const.}\,\kappa^L L^{-\frac{D}{2}-1} \qquad (2)$$

となります。ここで、Lの指数に-1が現れたのは、閉じた経路上のどの点を出発点＝終点とみなしても、閉じた経路としては同じだからです。式(1)を、Feynman 流の固有時間を使ったプロパゲーターと比べると、La^2は固有時間に対応することがわかります。（ただし、$\frac{1}{a^2}\log(\kappa) - m_0^2 = -m^2$となるように、bare mass m_0^2を調整します。）また、連続極限では$L \propto a^{-2}$、すなわち、ランダムウォークの Hausdorff 次元が２であることがわかります。

これを、ランダム面に拡張したくなるのは自然です。そうすると、(1)に対応するものは、k個の閉じたループ$C_1,\cdots,C_k$を境界とするような、A枚の plaquette からなる Euler 数χのランダム面の総数$n_\chi(C_1,\cdots,C_k;A)$となります。また、(2)に対応するものは、A枚の plaquette からなる Euler 数χの閉じたランダム面の総数$n_\chi(A)$です。前者は、k個のループの位置や形状に依存する複雑なものですが、後者はχとAだけの関数です。式(2)が中心極限定理の帰結であったことを考えると、$n_\chi(A)$もAが大きいときは、正則化の細部に依らないユニバーサルなものになっているはずです。そこで、瀬尾さん、菅本さん、宇川さん、米谷さんらといろいろ議論していただいた結果、１９８１年ころに次のような予想を立てました（文献[1]）。

$$n_\chi(A)\sim\mathrm{const.}\,\kappa^A A^{-b_\chi-1} \qquad (3)$$

ここで、b_χは時空次元とχだけに依存するユニバーサルな量です。この母関数は収束半径$t_c=\frac{1}{\kappa}$の付近で、$F_\chi(t)=\sum_{A=0}^{\infty}n_\chi(A)t^A\sim\mathrm{const.}(t_c-t)^{b_\chi}+(t\text{について正則})$ のようにふるまうので、$b_\chi-2$のことを string susceptibility の臨界指数とよぶこともあります。

これが正しいことは、６年後に Liouville 理論を完成させることにより示せました。それが、素粒子メダルの対象となった Distler 氏との共同研究です（文献[5]）。しかしながら残念なことに、時空次元が１より大きいときは、自由ランダム面が存在できないことも同時に判明してしまいました。この問題は$\mathrm{c}=1$（あるいは$\mathrm{D}=1$）バリアーの問題といわれ、いまも未解決です。

また、１９８１年当時は、large-N についての興味深い研究がいろいろされていました。特に、米谷さんの一連の研究は、時空に広がった場の自由度が large-N で内部自由度に転嫁する様子を明確に示したものであり、大変印象的でした。そのような流れで、私も自然に large-N ゲージ理論の場合のランダム面について考えました。Large-N では、ランダム面のトポロジーは Wilson loop は円盤に、真空のエネルギー密度は球面になります。ここで時空が周期的境界条件を満たしているとします。そうすると、円盤や球面はトーラスには巻き付きませんから、ランダム面による表示が成り立つ限り、すなわち、強結合展開の収束半径内では、large-N ゲージ理論の Wilson loop やエネルギー密度は時空の体積に依存しないということになります（文献[7]）。これは、large-N reduction とよばれています。特に、１点だけからなる large-N 格子ゲージ理論は、強結合領域、すなわち、中心不変性が自発的に破れない領域では、無限に広がった理論と等価です。いいかえると、時空自体が内部自由度から生成されるわけです。閉じた弦が重力を表すという米谷さん、Scherk らの結果はよく知られていましたので、この結果は量子重力の基礎になりうると感じました。臨界弦と非臨界弦の違いのため、しばらくこの方向は進展しませんでしたが、およそ１５年後に、石橋さん、北澤さん、土屋さんとの共同研究で実現しました（文献[8]）。

非臨界弦とランダム面

ランダムウォークが１次元の重力と等価であったことの拡張として、ランダム面は２次元の重力と等価であると予想されます。（この予想は多くの人によって自然発生的になされ

たと思います。）例えば、上の$n_\chi(A)$は次のような量と等しいはずだということです。（ここで、Mは Euler 数がχの閉じた２次元面です。）

$$Z_\chi^{(0)}(A) = \int \mathcal{D}g\, \mathcal{D}X \exp(-S[g,X])\,\delta\left(\int_M \sqrt{g} - A\right),$$
$$S[g,X] = \int_M \sqrt{g}\frac{1}{2} g^{ab}\eta_{\mu\nu}\partial_a X^\mu \partial_b X^\nu. \tag{4}$$

ここで、紫外発散の振る舞いを知っておくことが大事です。まず、各gに対してXの経路積分を行うと、Xは曲がった２次元時空上の自由スカラー場ですから、自由エネルギーに現れる紫外発散は $C_1 \Lambda^2 \int \sqrt{g} + C_2 \log(\Lambda) \int \sqrt{g} R$ の形です。すなわち、

$$\int \mathcal{D}X \exp(-S[g,X]) = (\kappa_X)^A (\mu_X)^\chi Z_X[g],$$
$$\kappa_X = \exp(C_1 \Lambda^2),\ \mu_X = \exp(4\pi C_2 \log(\Lambda)). \tag{5}$$

ここで、$Z_X[g]$は紫外発散を含まないgの汎関数です。gに対する経路積分も同じ形の紫外発散を与え、結局、紫外発散のない有限な量$Z_\chi(A)$を使って

$$Z_\chi^{(0)}(A) = \kappa^A \mu^\chi Z_\chi(A) \tag{6}$$

と書けます。このκが式(3)のκに対応するものですが、上の議論からわかるように宇宙項のくりこみで吸収される量です。μは弦理論では string coupling にくりこまれる量ですが、ここでは各χに対して個別に議論しているので重要ではありません。

このように紫外発散を分離したのち、式(4)は共形ゲージ $g_{ab}(x) = \hat{g}_{ab}(\tau, x)\exp(\phi(x))$で次のように表されます。

$$Z_\chi(A) = \int d\tau\, Z_{bc}[\hat{g}] Z_X[\hat{g}] \int \mathcal{D}\phi \exp\left(\frac{D-26}{48\pi} S_L[\hat{g},\phi]\right) \delta\left(\int_M \sqrt{\hat{g}} \exp(\phi) - A\right),$$

$$S_L[\hat{g},\phi] = \int_M \sqrt{\hat{g}} \left(\frac{1}{2}\hat{g}^{ab}\partial_a\phi\partial_b\phi + \hat{R}\phi\right). \tag{7}$$

ここで、$Z_{bc}[\hat{g}]$, $Z_X[\hat{g}]$はそれぞれ、背景計量が$\hat{g}$のときの bc ゴーストと、D個のスカラー場の分配関数であり、 $S_L[\hat{g},\phi]$はいわゆる Liouville 作用の運動項の部分です。式(4)でD個のスカラー場のかわりに、一般の場を考えることもできます。特に共形場の場合は、式(7)は、$Z_X[\hat{g}]$, Dをその共形場の分配関数と中心電荷cに置き換えたものになります。

式(4)あるいは式(7)のように、２次元計量の共形モードの自由度を残したものを非臨界弦とよび、ゲージ自由度として落とした臨界弦と区別しています。上にも述べましたが、現在、非臨界弦がうまく定式化できているのは、$c \le 1$のときのみです。

量子重力と力学的単体分割

式(4)は格子化した時空内のランダム面の連続極限として自然なものですが、上で述べたように、２次元量子重力の特別な場合ともみなせます。ここで量子重力とは、局所場と計量場からなる系についての経路積分という意味です。量子重力は、構成的定式化があれば便利ですが、そのとき重要なのは、長距離の極限が一般座標変換に対して不変であることです。ここで長距離といっているのは、カットオフの長さaに比べて長距離という意味です。そうすると、連続極限（$a \to 0$）が存在するなら、少数のパラメーターの微調整によ

り、有効作用はなじみのものになるはずだからです。

　これに対する一つの答えが、力学的単体分割(DT)です。これは、時空をランダムな格子に離散化し、その離散化の可能性について足し上げるというものです。例えば、時空のトポロジーが２次元球面のときは、２次元球面の可能な３角分割をすべて考え、各３角分割上に導入した場の分配関数をすべて足し上げるというものです。ここで、ユニバーサリティのおかげで、分割の細かい定義は重要ではなく、例えば、４角分割であったり、３角と４角が混ざっていたりしてかまいません。そうすると、球面上の任意の２つのディスクは同じ揺らぎをもつことがわかります。なぜならば、それぞれの内部にすべての可能な３角分割が現れるからです。つまり、一般座標変換に対する不変性を、“任意の２つのディスクの量子揺らぎが１対１に対応する”ことと解釈すれば、DT はそれを自動的に満たしているといっていいわけです。DT のアイデアも、ランダム面について考えていた多くの人が同時多発的に気づいたのだと思いますが、Ambjørn 氏が Boulatov 氏が最初だといっていたのを記憶しています。（私自身は、Weigarten 模型の Feynman 図が、格子時空でのランダム面を世界面のランダム４角分割に写したものに他ならないことから認識していました。）

　その後の発展によって、時空が２次元の場合は DT が正しいことが、$c \leq 1$の場合に確認されました。実際、その場合の DT の分配関数は行列模型で計算できますが、連続理論の厳密解（文献[4][5][6]）はその結果と一致していました。また、$c > 1$のときは DT の連続極限がとれないこともモンテカルロ計算で確認できます。

　時空が４次元の場合には、いくつかの数値計算がありますが、DT の連続極限が正しく Einstein-Hilbert 作用に対応しているのか、それとも、ユニタリティを壊した R^2型の作用に対応しているのか明らかではないようです。（個人的見解は後者です。）

Liouville 理論の勘所

上にも述べましたように、自由ランダム面に関する２つの予想、すなわち、性質(3)、および、非臨界弦(4)との等価性は、$c \leq 1$という制約の下で正しかったわけですが、それまでには紆余曲折がありました。まず、上の論文[1]が出たすぐ後に、Zamolodchikov 氏が式(7)を計算したという論文を出しました（文献[2]）。式(7)は Polyakov がすでに得ていたのですが、この先には２つの難関があります。一つは経路積分の measure $\mathcal{D}\phi$をどう定義するか、もう一つは宇宙項 $\int_M \sqrt{\hat{g}}\exp(\phi)$をどうくりこむかという問題です。これを解決したのが我々の論文[5]ですが、時間の順に起きたことを述べてみたいと思います。

　論文[2]では、「Liouville 理論の相互作用$\exp(\phi)$は sine-Gordon と同様に可積分なはずであり、そうすると 1-loop で厳密な値が得られると予想される。」として、ϕについての 1-loop の計算から球面の場合の臨界指数$b_{\chi=2}$を求めました。それが正しいかどうか調べるために、Cornell 大学の院生だった岡本さんと共同で、$D = 2,3,4$の正方格子の時空の場合に、数値計算をしました（文献[3]）。具体的には、large-N reduced Weingarten 模型のモ

ンテカルロ計算です。結果は、Dにはほとんど依存せず、 $b_{\chi=2}\sim 1.5$となりました。これは、$D=\infty$のときに厳密となる平均場近似と一致しています。すなわち、ランダム面は２次元的には広がらず、無限に分岐したサンゴのような構造になっています（これらの結果は、岡本さんの学位論文の一部となっています。）同時多発的にこれに気づいた人達も多く、コペンハーゲンの人たちは branched polymer とよんでいます。大分あとになりますが、これが $c=1$のバリアーの正体であることを明確に示せましたので、KEK での格子ゲージ理論の国際会議で行ったランダム面のレビューのなかで報告しておきました（文献[9]）。

いずれにしても数値計算の結果は文献[2]と大きくずれており、その差を理解するために、式(7)についていろいろ計算をしました。その結果、ループ展開は$D=-\infty$のまわりの摂動展開にすぎず、むしろ、Liouville 理論の本当の問題点は、ϕの measure を正しく定義し、宇宙項のくりこみの不定性を解消することであると確信しました。

<u>臨界弦</u>

そうこうするうちに、統一理論としての弦理論が流行になりましたが、かなり異様な雰囲気だったように思います。実際、１９８４年から１～２年の短い間に、Green と Schwarz によるアノーマリー相殺機構、 Witten たちよる Calabi-Yau 多様体へのコンパクト化、Gross たちによるヘテロティック弦、という３つの仕事が立て続けに現れました。さらに一部の人たちのカリスマ性も相まって、さも、ものすごく特別な唯一のものが見つかった、これは千載一遇のチャンスであり乗り遅れてはいけない、といった高揚感と緊迫感がありました。

私自身は、上記の large-N reduction 以来、重力としての臨界弦に興味を持っていました。また、ゲージ理論の次の素粒子論の方向性はやはり量子重力だろうと思い、Schwarz の Physics Reports などを読みこんでいました。そのため、この流行に驚きはなく、ヘテロティック弦は大変面白いと思いましたが、他の２つはあまり本質的ではないと感じました。アノーマリー相殺は、その指摘自体は大変重要ですが、弦理論の紫外有限性からの当然の帰結に思えました。また、Calabi-Yau コンパクト化は、なぜ４次元の N=1 超対称性を金科玉条とするのか、あるいは、なぜ世界面上で大域的超対称性が N=2 に拡大した場合を特別と思うのか、がしっくりきませんでした。

そこで、Lewellen 氏、Tye 氏と共同で、１０次元からのコンパクト化を一旦忘れて、平坦な４次元時空をもつ一般の臨界弦理論を構成してみることにしました。すなわち、ゴーストの寄与を足したときに左右の全中心電荷がゼロになるように、世界面上に、時空を表す自由場に加えてカイラルな共形場を導入します。さらに、モジュラー不変性およびスピンと統計の関係が成り立つように、それらの境界条件を組み合わせればいいわけです。（非臨界弦の経験からも、そのようなものは極めて自然です。）今流にいえば、おそらくこれが弦理論の摂動的真空の一般形ですが、すべての可能性を具体的に書き下すのは、共

形場の分類と同じレベルの難しい問題です。

しかし、ごく特別な場合ですが、共形場として自由フェルミオンの集団を考えると、許される境界条件の組み合わせの一般形を具体的に表すことができます（文献[10]）。この場合も、境界条件の組を生成する手続きがあるというだけで、時空が１０次元の場合以外は分類まではできません。そこで、ヘテロティック弦の場合に、できるだけ多くの時空が４次元の真空を構成し、その構造を調べました。その結果、タキオンがない安定な真空に限ってみても、超対称性をもたない真空の方が持つ真空よりずっと多いことがわかりました。タキオンがないということは、モジュラー不変性から、プランクスケールより高いエネルギーで漸近的に、ボゾンとフェルミオンが同数存在することを意味します。よって、タキオンがなく超対称性がない真空とは、超対称性がプランクスケールで自発的に破れた真空だといえます。上の結果は、我々の世界もそういう真空だと考える方が自然だといっているわけです。また、同様な解析から、余分なU(1)ゲージ場はあるものの、GUT的なゲージ構造をもつ真空よりも、標準模型と同じゲージ構造をもつ真空の方がたくさんあることがわかりました。これは、プランクスケールのすぐ下でGUTを通さずに標準模型が現れること、まさに砂漠が実現していると考えた方が自然であることを意味しています。このような理由から、低エネルギーに超対称性はないはずだと常々いってきましたが、ＬＨＣのおかげで少数派の立場から解放されました。また、砂漠の方も、ＬＨＣの結果はかなり強く示唆しているように見えます（文献[11] [12]）。

<u>Liouville理論のくりこみ</u>

この大流行は４年くらいで冷めましたが、結局この間になされたのは、臨界弦の摂動論的構造の理解であったといえます。その結果、臨界弦には無数に多くの摂動論的真空があることがわかり、検証可能な予言をするためには、非摂動効果の理解、あるいは構成的な定式化が不可欠であることがわかりました。（その後１９９０年代に、この方向の進展があったわけですが、いまだに満足な形になっていません。）そこで、この間に臨界弦で得た経験を生かして、非臨界弦についてもう一度アタックしてみようと思っていました。

そうこうするうちに、文献[4]が現れました。これは、２次元重力を光円錐ゲージで解き、球面の場合の臨界指数 $b_{\chi=2}$ を計算した結果、行列模型で得られたものと一致しているというものでした。一方、上に述べたように、Liouville理論の問題点は測度の定義と宇宙項のくりこみの２点だと思っていましたので、Distler氏と一緒に、それをどうすれば、同じ結果がでるか議論しました。その結果、非常に簡単な構造が判明し、球面に限らず一般のトポロジーの場合の臨界指数を与えることができました。この仕事は、ほぼ同時にDavidによってもなされました（文献[5] [6]）。

以下に詳しく述べますが、我々の結果は大変単純なもので、なぜ文献[4]でやらなかったのかむしろ疑問に思いました。それで、半年ほど後にZamolodchikov氏にあったときに聞いてみました。結構驚いたのですが、その当時彼らは、我々の結果を完全には信じておら

ず、$\sqrt{g}$がゼロの付近は Liouville 場ϕでは表しきれないという感触を持っていたようでした。「自分たち（光円錐ゲージ）はトポロジーの制御を失うが、あなたたち（共形ゲージ）は宇宙項の制御を失う。」といわれたので反論したのを覚えています。そののち、彼は共形ゲージでの重要な計算をいくつか発表していますので、今は違うと思いますが、確かに、当時何人かの人から同様の質問を受けたことがあります。以下、詳細です。

Liouville 理論は、式(7)で表される背景計量$\hat{g}$上の理論ですが、経路積分の測度$\mathcal{D}\phi$は、関数空間の計量 $\|\delta\phi\|^2 = \int \sqrt{\hat{g}} e^{\phi} (\delta\phi)^2$から誘導されています。それを普通の平坦な測度$\mathcal{D}_0\phi$にとり換えると、超局所的な変換のヤコビアンは局所的な作用の指数関数の形に書けるので、$\mathcal{D}\phi = \mathcal{D}_0\phi \exp(-S_1[\hat{g},\phi])$となるはずです。つまり、(7)の作用$-\frac{D-26}{48\pi} S_L[\hat{g},\phi]$を適当に補正すれば、測度は平坦としていいわけです。これは一種の輻射補正ですから、補正後の作用を定めるためには、何らかのくりこみ条件を指定する必要があります。次のような簡単な議論から、それが、$\hat{g}_{ab}$に対する Weyl 変換

$$\hat{g}_{ab}(\tau,x) \mapsto \hat{g}_{ab}(\tau,x) e^{\sigma(x)} \qquad (8)$$

に対する不変性であることがわかります。まず、式(7)は、式(4)のg_{ab}に共形ゲージの式$g_{ab} = \hat{g}_{ab}(\tau) \mathrm{e}^{\phi}$を代入して書き換えたものでした。ですから、$\hat{g}_{ab}$を式(8)のように置き換えても、その変化は$\phi$のシフト

$$\phi(x) \mapsto \phi(x) - \sigma(x) \qquad (9)$$

で相殺されます。これは、式(7)を背景計量$\hat{g}_{ab}$上の理論と見なしたとき、Weyl 不変であること、すなわち、全中心電荷がゼロの共形場だということです。このことから、ϕは、$\hat{g}_{ab}$を背景計量とみなした時、中心電荷が$26-D$の共形場であるべきだとわかります。さらに、Weyl 変換に対して(9)のように変換することを要求しますと、結局、ϕの作用は

$$-\frac{D-25}{48\pi} S_L[\hat{g},\phi] \qquad (10)$$

となります。これは、式(7)の作用で、S_Lの係数を 1 だけずらしたものになっていますから、結局、ϕの測度に対するヤコビアンは自由スカラー場の場合と同じだったわけです。式(10)から、$\mathrm{D} \leq 25$ならϕの短波長揺らぎは安定ですので、以下、$\mathrm{D} \leq 25$とします。

宇宙項も、もともとg_{ab}で書けていたわけですから、上と同様に、$\hat{g}_{ab}$の Weyl 変換に対して不変なはずです。いいかえますと、

$$\int_M \sqrt{g} = \int_M \sqrt{\hat{g}} : e^{\alpha\phi} :_{\hat{g}} \qquad (11)$$

と表したとき、$: e^{\alpha\phi} :_{\hat{g}}$ が次元２の primary field であればいいわけです。このことから、

$$\alpha = \frac{25-D-\sqrt{(1-D)(25-D)}}{12} \qquad (12)$$

であることがわかります。ここで、$D > 1$とすると、αが複素数になり、宇宙項が正定値でなくなってしまいます。これが、$D = 1$のバリアーです。

結局、式(7)で、作用を(10)に修正し、宇宙項を(11)に修正したものが、くりこまれた Liouville 場であることがわかりました。ここで重要なのは、宇宙項の多点関数は紫外発散をもたないため、これ以上のくりこみは必要がなく、$Z_\chi(A)$は有限であることです。ま

た、修正の後、ϕの測度は平坦であり、特に、定数のシフト $\phi \to \phi + \mathrm{const}$ に対して不変です。このことから$Z_\chi(A)$のA依存性が簡単に求まり、臨界指数(3)は

$$b_\chi = b\,\chi, \quad b = \frac{25-c+\sqrt{(1-D)(25-D)}}{24} \tag{13}$$

で与えられることがわかりました。ここで得られた、b_χがχに比例するという事実は、行列模型が２重スケーリング極限をもつことを意味しており、その後の発展につながりました。

以上、２次元重力についての Distler 氏との研究に至った経緯を書いてみましたが、結局、１９８０年代のおよそ１０年間の思い出話となりました。それから３０年以上たったわけですが、明らかになったこともある一方、本質的に重要な問題もたくさん未解決なままです。当時は、素粒子論に限っても、いろいろなテーマごとに一家言のある人が多く、議論を通して多くのことを学べました。最近は、情報伝達が速いので仕方ないかもしれませんが、特異な意見をもっている人が少なく、一様化している気がします。嘘を何回ついても本当にはなりませんが、変なことを何回も言ってこそ、本当に新しいものが出てくると思います。そうしやすい雰囲気にしていきたいものです。

文献

[1] T. Eguchi and H. Kawai, Phys. Lett. **114B,** 247 (1982);
[2] A. B. Zamolodchikov, Phys. Lett. **117B**, 87 (1982);
[3] H. Kawai and Y. Okamoto, Phys. Lett. **B130**, 415 (1983);
[4] V. Knizhnik, A. Polyakov, and A. Zamolodchikov, Mod. Phys. Lett. A3, 819 (1988).
[5] J. Distler and H. Kawai, Nucl. Phys. **B321**, 509 (1989);
[6] F. David, Mod. Phys. Lett. **A3**, 1651 (1988).
[7] T. Eguchi and H. Kawai, Phys. Rev. Lett. 48, 1063 (1982).
[8] N. Ishibashi, H. Kawai, Y. Kitazawa and A. Tsuchiya, Nucl. Phys. B498, 467 (1997).
[9] H. Kawai, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **26**, 93 (1992).
[10] H. Kawai, D.C. Lewellen, S-H. H. Tye, Nucl. Phys. **B288**, 1 (1987).
[11] Y. Hamada, H. Kawai, K. Oda, Phys. Rev. **D87** 053009 (2013), Phys. Rev. **D89** 059901 (2014) (erratum)
[12] Y. Hamada, H. Kawai, K. Oda, S. C. Park, Phys. Rev. Lett. 112 (2014) 24, 241301