O-2

超弦の場の理論における “多重 Half-brane” 解
“Multiple-Half-brane” Solution in Superstring Field Theory

○杉田和優[1] , 三輪光嗣[2]
*Kazuhiro Sugita, Akitsugu Miwa

We discuss a “Multiple-Half-brane” solution in the modified cubic string field theory. The solution is constructed by the fundamental string fields K, B, c, G and γ which are defined in the sliver frame which is a convenient coordinate of conformal field theory. To compute the energy and check the equation of motion in the strong sense for the solution, we introduce a regularization, because the solution includes the string field $1/G$ which might be singular.

1. 導入

現在，我々の世界を構成する最小単位の素粒子は標準模型と呼ばれる理論で理解されている．この理論は自然界の４つの力のうちの３つ，弱い力，電磁気力，強い力についての理論である．４つの力のうちで標準模型に含まれていない力とは重力である．素粒子のような微視的なスケールで重力を理解する理論，つまり重力の量子論は未だ完成していない．この原因の１つは，標準模型では素粒子を点として考えていても良かったが，重力の量子論で素粒子を点として考えると，物理量に避けられない発散が生じてしまうためである．そこで，最小単位である素粒子を点として考えるのではなく，１次元の拡がりをもった弦として考える理論，弦理論であれば上記の発散は回避しうる．このため弦理論は登場より，時には数学的な興味とともに，精力的に研究されてきた．

しかし，弦理論の現在での理解の大部分は摂動論的であり，非摂動論的な側面は未だ不明な点が多い．弦理論の非摂動論的な理論は，M 理論，弦の場の理論 (String Field Theory) などがあるが，ここでは弦の場の理論について議論する．標準模型も場の理論であり，そこでは標準模型に登場する粒子に対応する場を導入し，この場を力学変数として扱う理論である．一方、弦の場の理論とは，弦の場というものを力学変数として扱う理論である．ここで，弦の場は弦の振動が作るあらゆる状態を足し合わせたものとして定義される．また，弦の場の理論の作用は通常のゲージ対称性よりも大きな弦の場の意味でのゲージ対称性を持つように構成される．作用の中の相互作用項は大きく分けて２種類の作り方があるが，ここで扱う理論は Witten によって書かれた弦の中点で相互作用するタイプのもの [1] である．この時に出てくる弦の場と弦の場の積を $*$ 積という．

これ以降では，弦の場の理論のなかでも，作用から得られる運動方程式

$$Q_{\mathrm{BRS}}\Psi + \Psi * \Psi = 0 \tag{1}$$

の解について議論する．ここで，Ψ は弦場であり，Q_{BRS} は BRS 演算子と呼ばれるものである．

2. タキオン真空解

弦の場の理論の解について書く前に，解と関わりの深い D-brane というものについて書く．まず，弦には２種類の弦，開弦と閉弦があるが，ここでは開弦のみ扱うことにする．開弦とは端をもつ弦であり，この端が張り付く先を D-brane という．開弦の端の境界条件が全ての方向で自由端であれば D9-brane と呼び，p 次元分が固定端（**D**irichlet 境界条件）であれば D(9-p)-brane と呼ぶ．9 という数字は，いま考えている空間の次元である．（これは弦理論でも超対称性をもつ超弦理論の場合であり，超対称性のない boson 的な弦理論であれば空間の次元は 9 ではなく 25 となる．）D-brane は弦理論において非摂動論的な物体であり，摂動論では D-brane の生成や消滅といった現象は記述できない．

これより弦の場の理論の解について書く．Sen は不安定な D-brane が全て消滅したタキオン真空解が存在し，その解のエネルギーは D-brane が 1 枚存在する自明な解 $\Psi = 0$ のエネルギーに比べて消えた D-brane の分だけ下がっていることを予想した [2, 3]．このタキオン真空解はまずは boson 的な理論で，レベル切断法という，重い弦の状態を捨てて近似的に数値計算する方法で確かめられた．その後 2005 年に Schnabl によって解析解が得られた [4]．タキオン真空解の解析解では，１次元の弦が掃く２次元面の理論 (共形場理論) における特定の座標系，Sliver 座標系 [5] が重要な役割を果たした．この座標系で Okawa は解を構成するために基本的な３つの弦場 K, B, c を導入し [6]，タキオン真空解を簡潔に記述した．

[1] 日大理工・院（後）・物理
[2] 日大・教員・物理

3. Double-brane 解

上記のタキオン真空解を pure-gauge 型[3]$(U^{-1}Q_{\rm BRS}U)$ に書いた時のゲージパラメータ U のことを U_1 と呼ぶことにする．D-brane が存在しないタキオン真空解を作るゲージ変換の逆 U_1^{-1} をタキオン真空解に対して 2 回施したもの $U_1^2(Q+U_1^{-1}Q_{\rm BRS}U_1)U_1^{-2}=U_1Q_{\rm BRS}U_1^{-1}$ を Double-brane 解という [7, 8]．Double-brane 解のエネルギーは D-brane 2 枚分のエネルギーである．しかしながら，Double-brane 解を弦場 K,B,c で書き下すと $\frac{1}{K}$ という特異な弦場が含まれている．この $\frac{1}{K}$ の困難を回避するために，K_ϵ 正則化 [8] と呼ばれる手法を用いて計算しなければならない．

Double-brane 解の構造より，ゲージ変換 U_1^{-1} を複数回施して作られる解は D-brane がゲージ変換の回数の分だけ増えた解になることが予想できる．しかし，運動方程式に解自身をかけて内積をとって 0 になるかという，強い意味での運動方程式を確かめると，Double-brane 解より枚数が多い解はこれを満たさない．

4. Half-brane 解と “多重 Half-brane” 解

この章以降は超対称性のある超弦理論の弦の場の理論について書く．また，ここでは超弦理論の fermion 部分 (Ramond セクター，R セクター) には触れずに，boson 部分（Neveu-Schwarz セクター, NS セクター）のみを扱う．NS セクターの超弦の場の理論はいくつかあるが，そのなかの modified cubic string field theory と呼ばれる理論 [9, 10] の解について議論する．ここでは詳しく触れないが，modified cubic string field theory と boson 的な理論との最も大きな違いは，Inverse Picture Changing Operator という，演算子が挿入されている点である．この点を除けばこの理論の作用は boson の時の Witten による作用と形が同じである．

Modified cubic string field theory に特有の解を構成するにあたって，Erler は boson の時に基本的であった弦場 K,B,c を拡張をした，弦場 K,B,c,G,γ を定義し，これらの弦場を用いて D9-brane の半分のエネルギーをもつ解，Half-brane 解を構成した [11]．Half-brane 解を pure-gauge 型に書いた時のゲージパラメータを $U_{\frac{1}{2}}$ と呼ぶことにすると，この解は $U_{\frac{1}{2}}^{-1}Q_{\rm BRS}U_{\frac{1}{2}}$ と書ける．

上で見たゲージ変換の性質より，この解にゲージ変換 $U_{\frac{1}{2}}$ を施すと D9-brane が消えた解が得られることが予想されるが，実際に我々は Half-brane 解にゲージ変換 $U_{\frac{1}{2}}$ を施した解 $U_{\frac{1}{2}}^{-1}(Q_{\rm BRS}+U_{\frac{1}{2}}^{-1}Q_{\rm BRS}U_{\frac{1}{2}})U_{\frac{1}{2}}=U_{\frac{1}{2}}^{-2}Q_{\rm BRS}U_{\frac{1}{2}}^{2}$ とタキオン真空解[4] $U_1^{-1}Q_{\rm BRS}U_1$ はゲージ等価であることを調べた．次に我々は，D-brane が無いタキオン真空解からゲージ変換 $U_{\frac{1}{2}}^{-1}$ を 3 回施して得られる解 $U_{\frac{1}{2}}^{3}(Q_{\rm BRS}+U_{\frac{1}{2}}^{-2}Q_{\rm BRS}U_{\frac{1}{2}}^{2})U_{\frac{1}{2}}^{-3}=U_{\frac{1}{2}}Q_{\rm BRS}U_{\frac{1}{2}}^{-1}$ を考え、この解の，エネルギー，強い意味での運動方程式を計算した．この解は具体的に書くと以下である．

$$U_{\frac{1}{2}}Q_{\rm BRS}U_{\frac{1}{2}}^{-1}=-(B\gamma^2+cB\frac{GK}{1-G}c)\frac{1}{G} \qquad (2)$$

この解には boson の Double-brane 解の時と類似した特異な弦場 $\frac{1}{G}$ が含まれている．このため我々は K_ϵ 正則化を拡張した G_ϵ 正則化というものを導入し計算を行った．そうすると，この解のエネルギーは D9-brane のエネルギーの 3/2 倍であり，強い意味での運動方程式も満たすことが確認できた．

5. まとめと今後の課題

我々は，modified cubic string filed theory における Half-brane 解をもとにした，“多重 Half-brane” 解について考え，そのエネルギー，強い意味での運動方程式を計算した．Half-brane 解には物理的に不明な点が多い為，これを明らかにするのは今後の課題である．

参考文献

[1] E. Witten, Nucl. Phys. B **268** (1986) 253.

[2] A. Sen, Int. J. Mod. Phys. A **14** (1999) 4061.

[3] A. Sen, JHEP **9912** (1999) 027.

[4] M. Schnabl, Adv. Theor. Math. Phys. **10** (2006) 433.

[5] L. Rastelli and B. Zwiebach, JHEP **0109** (2001) 038

[6] Y. Okawa, JHEP **0604** (2006) 055.

[7] M. Murata and M. Schnabl, JHEP **1207** (2012) 063.

[8] H. Hata and T. Kojita, JHEP **1201** (2012) 088

[9] C. R. Preitschopf, C. B. Thorn and S. A. Yost, Nucl. Phys. B **337** (1990) 363.

[10] I. Y. Arefeva, P. B. Medvedev and A. P. Zubarev, Nucl. Phys. B **341** (1990) 464.

[11] T. Erler, JHEP **1104** (2011) 107

[3] （有限の）ゲージ変換は $\varphi\to U^{-1}(Q_{\rm BRS}+\varphi)U$ である．また，pure-gauge とは 0 をゲージ変換したものである．

[4] pure-gauge 型に書くと Modified Cubic String Field Theory でのタキオン真空解は boson の場合と同じである．