Tachyons, time-dependent solutions and cosmology

阪大理　太田信義
E-mail: ohta@phys.sci.osaka-u.ac.jp

開弦理論または不安定 D ブレイン系における Tachyon 凝縮の問題は、それ自身興味がもたれる問題ですが、閉弦の Tachyon 凝縮や本当の真空の理解のためにも重要なステップです。その時間的変化を含めて理解しようとする試み、最終的にどのような状態になると予想されているか、その過程を理解するために考えられている S ブレインとはどんなものか、さらにそれから拡がる宇宙論への応用などについてまとめました。

1　事の起こり

一般に non-BPS D ブレイン系は、摂動論的にはタキオンを含み、不安定である。典型的な例としては、ボソンの開弦理論 ($d = 26$) があるが、これは D 25 ブレインが 1 枚ある理論と解釈できる系である。そのほかタイプ IIA (IIB) 理論の Dp ブレインで、p が奇数 (偶数) の場合や、D-$\bar{\text{D}}$ 系などがその例である。これらの系に対し、Sen は次のような予想をたてた [1]。

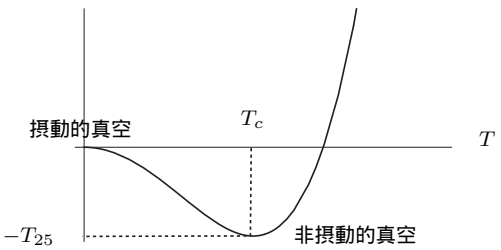

図 1: タキオンのポテンシャル

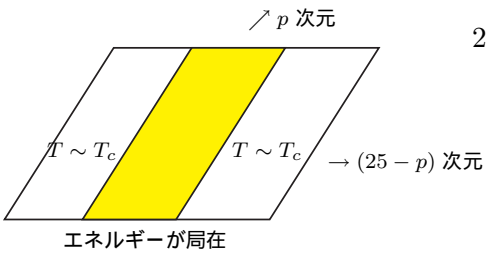

図 2: Dp ブレイン

1. より安定な非摂動的真空が存在して、そこでは D25 ブレインがすべて消失している。より詳しく言うと、次の 2 つのことが成り立つ。
   (a) この予想が成り立っているためには図 1 に示すように、非摂動的真空のポテンシャルエネルギーと D25 ブレインの張力 T_{25} が相殺する
   $$V(T_c) + T_{25} = 0$$
   ことが必要である。
   (b) 非摂動論的真空上では開弦の励起モードの全くない閉弦だけの理論になる。これは、開弦が端を持つことのできる D25 ブレインが消えていることを意味する。
2. 非摂動論的真空上の Lump 解 (ソリトン解) が存在し、Dp ブレイン ($p \leq 24$) を表す。
   この場合、小さな D ブレインは図 2 のような kink 解として実現し、それらの tension には descent relation
   $$\frac{T_{p-1}}{T_p} = 2\pi\sqrt{\alpha'}$$
   が成り立つ。•

このようなポテンシャルを取り扱う問題の場合には、off-shell の形式がよいと考えられる。そこで String field theory でこれらの問題が考えられた。現在最もうまくいっているのは Witten の Cubic string field theory (CSFT) である [2]。その作用は

$$S = \frac{1}{2}\Phi \cdot Q_B\Phi + \frac{1}{3}\Phi \cdot (\Phi * \Phi)$$

で与えられる。ここで Q_B は BRST operator

$$Q_B = c_0 L + b_0 M + \tilde{Q}_B, \;\; L = p_\mu^2 + N - 1, \;\; M = -2\sum_{n\geq 1} n c_{-n} c_n, \;\; \tilde{Q}_B : \text{ nonzero modes}$$

$\Phi[X(\sigma)]$ は string field である。作用は Gauge invariance

$$\delta_\Lambda \Phi = Q_B \Lambda + \Phi * \Lambda - \Lambda * \Phi$$

を持つ。具体的な Fock 表示は [3] で与えられた。以下では、これを用いたタキオン系の主に予想 1 についての解析について述べる。

- **Level truncation**: [4]

この問題は、まず質量が軽い自由度だけを取り入れて解析された。まず level 0 でタキオン t のみを考えると

$$V = -\frac{1}{2}t^2 + \frac{27\sqrt{3}}{64}t^3 \quad \Rightarrow \quad \frac{V(t_c)}{T_{25}} = -0.68$$

という結果を得る。level 4 まで取り入れると、この比は 99 % になり、level 10 までだと 99.9 % になる [5]。これらの結果はほとんど目指す答えを与えていると考えられた。また高い level まで入れるといろいろな停留点があるが、これ以外のものは BRST 不変でない事が示されている [6]。

- **BSFT (Boundary string field theory)** [7]

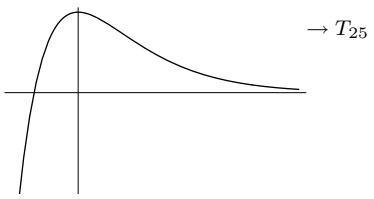

図 3: タキオンポテンシャル

この方法では、タキオン場のみの作用を “厳密” に求める [8]。結果はポテンシャルとして

$$U(T) = T_{25}(1+T)e^{-T}$$

が得られた。これから Sen の conjecture 1(a) は確かに成立していることがわかり、その結果は広く受け入れられている。

- 残された問題 **1(b)**：その真空上では開弦のない閉弦理論になっているか？

これを調べるために、場の理論の古典解の周りの展開

$$\Phi = \Phi_c + \Psi, \quad Q_B \Phi_c + \Phi_c * \Phi_c = 0$$
$$\Rightarrow S = S_c + \frac{1}{2}\Psi \cdot (Q_B + 2\Phi_c *)\Psi + \frac{1}{3}\Psi \cdot (\Psi * \Psi)$$

をすると、新しい BRST operator

$$Q'_B \Psi = (Q_B + 2\Phi_c *)\Psi,$$

が定義でき、それは $(Q'_B)^2 = 0$ などの性質を持つことが示せる。このような解で定義される真空上で開弦の自由度はないのかという問題に対しては、次の 2 つの可能性が考えられる。

- 物理的ゆらぎの質量は ∞ [9]。
- 物理的ゆらぎの運動項が無い [10]。この 1 つの可能性として、Vacuum string field theory (VSFT) が提唱された。それは BRST operator の cohomology が自明ということから Q_B をゴーストだけからなるとするものである。Q'_B は次の形のものが考えられた。

$$Q'_B = c_0, \quad c_n + (-1)^n c_{-n} \quad \text{など}$$

VSFT を与える解があり、それが物質部分とゴースト部分の積の形になるとすれば、物質部分は

$$\Phi_c * \Phi_c = \Phi_c$$

という性質を満たさなければならない。候補として上式を満たす Sliver state などが考えられた。しかし、皆が認めるような解 Φ_c は見つかっていないので、これが正しいかどうかはまだわからない。1(b) の問題は公平に見て、未解決というのが現状である。

無限個の振動子があることのために、アノーマリなどが生じて、なかなか well-defined な手続きが定義できない。その例が Sliver state であるが、このような問題に関連して SFT や VSFT についてたくさん論文が書かれた [11]。

また超弦理論の場合は Witten の開弦場の理論にはまだ問題が残っているため、ボソン弦の場合ほど解析されていない。Berkovits 形式で level truncation を使った解析や大森氏による VSFT の提案などがある [12]。

2　タキオン凝縮過程及び時間に依存した解

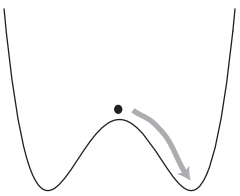

図 4: D-$\bar{\text{D}}$ のタキオンポテンシャル

Type IIB 理論の D-$\bar{\text{D}}$ 系の場合、不安定ブレインのタキオンは図 4 のように極大値から転がり落ちる。この過程を過去にさかのぼると、坂を駆け上がってくることになる。これは次のように時間方向の kink と解釈することができる。

通常の kink 解 (2 次元) の場合、立体的に眺めると図 5 に示したように

$$\phi(x = -\infty) = -a, \quad \phi(x = \infty) = a,$$

となっており、エネルギーは空間的に局在している。

タキオン凝縮に関連した時間的 kink 解 [13] の場合は

$$\phi(t = -\infty) = -a, \quad \phi(t = \infty) = a,$$

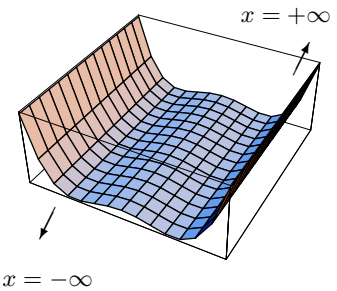

図 5: kink 解

となり、エネルギーは時間的に局在する。これを Spacelike brane (S-brane) と呼ぶ。その world-volume は空間的にのびている。D ブレインチャージは、時間的に一定の閉曲面で囲まれたところにある一定のチャージである。同様に S ブレインチャージは、一定の閉曲面 (時間座標も含む) で囲まれたところにある一定のチャージである。

この解 (の半分) はタキオンの凝縮過程を記述する。以下では、関連した仕事についてまとめて述べる。

- **SFT(string field theory) による記述** [14]: Sen は場の方程式

$$Q_B|\Psi\rangle + |\Psi * \Psi\rangle = 0$$

において、$m^2 = -1$ で初期条件

$$T(0) = \lambda, \quad \frac{\partial T}{\partial x^0} = 0, \quad \Rightarrow \quad T(x^0) = \lambda \cosh(x^0)$$

となる場の方程式の解を λ の摂動で構成した。しかしこれは x^0 の大きいところでは無効である。

• **BCFT (boundary conformal field theory)** による記述: 境界相互作用を付け加える。

$$-\frac{1}{2\pi}\int d^2z\partial_z X^0\partial_{\bar{z}}X^0+\tilde{\lambda}\int dt\cosh X^0(t)$$

$\tilde{\lambda}$ による変形は X^0 しか含まないので、Dirichlet 条件の空間方向は影響を受けない。これから系のエネルギー密度はもとのブレイン面にとどまることがわかる。Sen は実際に bulk modes $|k^0\rangle$ と $\alpha^0_{-1}\bar{\alpha}^0_{-1}|k^0\rangle$ との結合を評価して、D ブレインのエネルギーは保存することも示した。

• **Tachyon matter** [15]

さらに Sen は D ブレイン境界状態を用いて凝縮するタキオン解のエネルギー運動量テンソルを評価した。境界状態が閉弦場のソースとなる条件 $(Q_A+\bar{Q}_A)|\Psi_c\rangle=|\mathcal{B}\rangle$ より $(Q_A+\bar{Q}_A)|\mathcal{B}\rangle=0$ を得る。これを level 2 までの状態 $[f(X^0)+\alpha^0_{-1}\bar{\alpha}^0_{-1}g(X^0)](c_0+\bar{c}_0)c_1\bar{c}_1|k\rangle$ に適用して

$$f(x^0)=\frac{1}{1+e^{x^0}\sin(\tilde{\lambda}\pi)}+\frac{1}{1+e^{-x^0}\sin(\tilde{\lambda}\pi)}-1,\ g=\cos(2\tilde{\lambda}\pi)+1-f(x^0).$$

と決めた。したがって

$$T_{ij}=-T_pf(x^0)\delta_{ij}\to 0,\quad T_{00}=\frac{1}{2}T_p(\cos(2\tilde{\lambda}\pi)+1)\to\ \text{const},\quad (x^0\to\infty)$$

であることがわかり、remnant として圧力のないエネルギーを持つガスが残ると結論された。それに対応する supergravity 解は [16] で構成されている。

• 有効場の理論 [17]

$$S=-\int d^{p+2}xV(T)\sqrt{1+(\partial_\mu T)^2}$$

を用いた解析により、ポテンシャルの最小値の所には平面波解はないが、何らかの物質が残ることが結論されている。

• 時間に依存した解 [18]

BCFT の方法を用いてタキオンがポテンシャルの最大値から転げ落ちる 1 パラメーター (エネルギー) の解を作る試みをしている。解の存在は言えるが、厳密な解を構成することは一般にできていない。

• **SFT** での解を足しあげる試み [19]

Witten's CSFT において level truncation をして、初期条件を課して解く試みもされている。

• 有効作用のアプローチ [20]

S ブレイン作用を用いて、タキオン凝縮とその remnant (fundamental string) を記述している。

• 閉弦との結合 [21]

Sen はもともと $(-1,-1)$ の状態との結合だけを考えたが、この仕事は massive states への結合の方が大きいことを指摘している。

• 終状態 [22]

その massive modes との結合は on-shell physical modes の生成には効かないことを指摘している。不安定 D$p(p\leq 2)$ は完全に閉弦へ崩壊することが結論されている。

• 残る物質は何かという疑問に関しては、fundamental string [23, 20] という示唆がされているが、完全に決着はついていない。残る弦に関しては、[24] に最近のレビューがある。

3　超重力理論の S ブレイン解 [25]

次に、時間依存性を持ったブレイン的解 (S-branes) を超重力理論で考える。D ブレインとの類推で、Sp ブレインは $(p+1)$ 次元のユークリッド的世界体積を持つとする。

一般的に考えるため、ディラトン ϕ と m 個の異なる n_A 形式の入った重力理論

$$I = \frac{1}{16\pi G_d}\int d^dx\sqrt{-g}\left[R - \frac{1}{2}(\partial\phi)^2 - \sum_{A=1}^{m}\frac{1}{2n_A!}e^{a_A\phi}F_{n_A}^2\right].$$

を考える。場の方程式は

$$R_{\mu\nu} = \frac{1}{2}\partial_\mu\phi\partial_\nu\phi + \sum_A\frac{1}{2n_A!}e^{a_A\phi}\left[n_A\left(F_{n_A}^2\right)_{\mu\nu} - \frac{n_A-1}{d-2}F_{n_A}^2 g_{\mu\nu}\right],$$

$$\Box\phi = \sum_A\frac{a_A}{2n_A!}e^{a_A\phi}F_{n_A}^2, \quad \partial_{\mu_1}\left(\sqrt{-g}e^{a_A\phi}F^{\mu_1\cdots\mu_{n_A}}\right) = 0, \quad \partial_{[\mu}F_{\mu_1\cdots\mu_{n_A}]} = 0.$$

- 線素：

$$ds_d^2 = -e^{2u_0}dt^2 + \sum_{\alpha=1}^{p}e^{2u_\alpha}dy_\alpha^2 + e^{2B}d\Sigma_{k,\sigma}^2,$$

と仮定する。$d = p+k+1$、場や計量はすべて時間 t だけの関数、$y_\alpha(\alpha = 1,\ldots,p)$ は p 次元世界体積方向、残る座標は時間 t、k 次元球面 $(\sigma=+1)$、平面 $(\sigma=0)$ または双曲多様体 $d\Sigma_{k,\sigma}^2$ $(\sigma=-1,$ isometry group の discrete subgroup で割ることにより有限体積にできる (Thurston)) とする。

- 一般解

$$ds_d^2 = \prod_A[\cosh\tilde{c}_A(t-t_A)]^{2\frac{q_A+1}{\Delta_A}}\left[e^{2kg(t)+2c_0t+2c_0'}\left\{-dt^2 + e^{-2(k-1)g(t)}d\Sigma_{k,\sigma}^2\right\}\right.$$
$$\left. + \sum_{\alpha=1}^{p}\prod_A[\cosh\tilde{c}_A(t-t_A)]^{-2\frac{\gamma_A^{(\alpha)}}{\Delta_A}}e^{2\tilde{c}_\alpha t+2c_\alpha'}dy_\alpha^2\right],$$

$$\gamma_A^{(\alpha)} = \begin{cases} d-2 \\ 0 \end{cases} \text{for} \begin{cases} y_\alpha\in q_A\text{-brane} \\ \text{otherwise} \end{cases}, \quad g(t) = \begin{cases} \frac{1}{n-1}\ln\frac{\beta}{\cosh[(n-1)\beta(t-t_1)]} & :\sigma=+1, \\ \pm\beta(t-t_1) & :\sigma=0, \\ \frac{1}{n-1}\ln\frac{\beta}{\sinh[(n-1)\beta|t-t_1|]} & :\sigma=-1, \end{cases}$$

$$\Delta_A = (q_A+1)(d-q_A-3) + \frac{1}{2}a_A^2(d-2), \quad \tilde{c}_A = \sum_{\alpha\in q_A}c_\alpha - \frac{1}{2}c_\phi\epsilon_A a_A, \quad c_0' = -\frac{\sum_{\alpha=1}^{p}c_\alpha'}{k-1},$$

$$c_0 = \sum_A\frac{q_A+1}{\Delta_A}\tilde{c}_A - \frac{\sum_{\alpha=1}^{p}c_\alpha}{k-1}, \quad \tilde{c}_\alpha = c_\alpha - \sum_A\frac{\delta_A^{(\alpha)}}{\Delta_A}\tilde{c}_A, \quad \tilde{c}_\phi = c_\phi + \sum_A\frac{(d-2)\epsilon_A a_A}{\Delta_A}\tilde{c}_A.$$

- 構成規則:

(1) すべての方向に $[\cosh\tilde{c}_A(t-t_A)]^{2\frac{q_A+1}{\Delta_A}}$ の因子をかける。
(2) ブレインの外の方向 (時間と k 次元の空間) は、$e^{2c_0t}[-e^{2kg(t)}dt^2 + e^{2g(t)}d\Sigma_{k,\sigma}^2]$ とする。
(3) ブレインに属する座標には因子 $[\cosh\tilde{c}_A(t-t_A)]^{-2\frac{d-2}{\Delta_A}}$ をかける。

- 交差規則:

q_A ブレインと q_B ブレインが $\bar{q}(\le q_A, q_B)$ 次元で重なるとき

$$\bar{q} = \frac{(q_A+1)(q_B+1)}{d-2} - 1 - \frac{1}{2}\epsilon_A a_A\epsilon_B a_B.$$

• 解の性質:

1. これらの解には超対称性は残っていない。
2. 時間方向に Dirichlet 条件をおいたブレインと解釈できる。
3. どこかの時間で特異点が発生する [26]。

4 S ブレインと宇宙論

最近の宇宙背景輻射の観測より、宇宙は現在膨張しているだけではなく、加速膨張 (インフレーション) していることがわかった。そこで 10 次元または 11 次元の超重力を 4 次元にコンパクト化してインフレーションが出せるかということが問題になる。

6 次元または 7 次元内部空間が時間に依存せず、positive energy conditon を満たしていれば **no-go** 定理が成立する [27]。その内容は以下のようにまとめることができる。

$$\text{Raychaudhuri eq.:} \qquad \frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}(\rho + 3P),$$
$$\text{Friedmann eq.:} \qquad \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 + \frac{k}{a^2} = \frac{8\pi G}{3}\rho,$$

$\ddot{a} > 0$ のためには、エネルギー密度 ρ が $-\frac{1}{3}P$ 以上に負でなければならない (anti-gravitated)。

$$\rho + 3P = 2(T_{00} - \frac{1}{2}g_{00}T^{\lambda}{}_{\lambda}) = \frac{1}{4\pi G}R_{00}$$

により、Raychaudhuri 方程式は

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{1}{3}R_{00}$$

となるので、インフレーションが起こるためには

$$R_{00} < 0$$

でなければならない。すなわち Strong energy condition (SEC) の破れが必要ということになる！しかし M/超弦理論では、これはほとんど不可能である。超重力理論では SEC が満たされているからである !! (brane-world では、負の張力のブレインを入れてこれを破っている。)

実は内部空間の大きさに時間依存性を許せば、一時的に SEC を破り、この種の模型を得ることが可能である。

例: 真空解 [28]: これは S ブレインの特殊な極限であることがわかった [29]。

S ブレインで $E = 0, p = 3$ として、内部空間を双曲多様体に選ぶと、解は

$$ds^2 = e^{3kt/(k-1)}K^{-k/(k-1)}ds_E^2 + e^{-6t/(k-1)}K^{2/(k-1)}ds_k^2.$$

となる。ここで

$$\begin{aligned} ds_E^2 &= -S^6 dt^2 + S^2 d\mathbf{x}^2, \\ S(t) &= e^{-(k+2)t/2(k-1)}K^{k/2(k-1)}, \quad K(t) = \frac{\sqrt{3(k+2)/k}}{(k-1)\sinh(\sqrt{3(k+2)/k}\,|t|)}. \end{aligned}$$

そこで我々の宇宙の時間座標 η を

$$d\eta = S^3(t)dt$$

と定義する。4 次元宇宙は $\frac{dS}{d\eta} > 0$ ならば膨張している。それは

$$n_1(t) \equiv -1 - \sqrt{\frac{3k}{k+2}} \coth\left(\sqrt{\frac{3(k+2)}{k}}\, ct\right) > 0,$$

の場合となる。また $\frac{d^2S}{d\eta^2} > 0$ ならば加速膨張、すなわち

$$\frac{3(k-1)}{(k+2)\sinh^2[\sqrt{3(k+2)/k}\, ct]} - n_1^2(t) > 0$$

となる。$k = 7$ の場合の左辺を図 6 に、スケール因子 $S(t)$ の振る舞いを図 7 に示した。負の時間

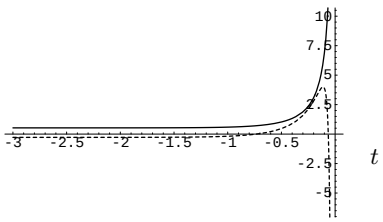

図 6: 第 1 の条件 (実線) と第 2 の条件 (破線) の左辺

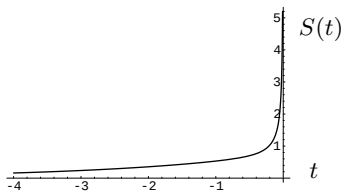

図 7: スケール因子 $S(t)$ の振る舞い

に、条件が満たされる時がある。($t < 0$ と $t > 0$ はつながっていない異なる宇宙に対応し、我々は $t < 0$ に住んでいると考える。)

- **S ブレインによるインフレーション** [29, 30, 31]: $(4 + k)$ 次元の解を

$$\begin{aligned} ds^2 &= \delta^{-k}(t)ds_E^2 + \delta^2(t)d\Sigma_{k,\sigma}^2, \\ ds_E^2 &= -S^6(t)dt^2 + S^2(t)d\mathbf{x}^2, \end{aligned}$$

と書く。(これは 4 次元計量が Einstein frame になるようにしてある。)

- **SM2 ブレイン解**

$$\begin{aligned} ds_d^2 = [\cosh 3c(t-t_2)]^{2/(k-1)} \Big[&- e^{2kg(t)-6c'/(k-1)}dt^2 \\ &+ e^{2g(t)-6c'/(k-1)}d\Sigma_{k,\sigma}^2 + [\cosh 3c(t-t_2)]^{-2(k+2)/3(k-1)2c'_\alpha}\, d\mathbf{x}^2 \Big]. \\ \Rightarrow \quad \delta(t) = [\cosh 3c(t-t_2)]^{1/(k-1)} &e^{g(t)-3c'/(k-1)}, \\ S(t) = [\cosh 3c(t-t_2)]^{(k+2)/6(k-1)} &e^{kg(t)/2-(k+2)c'/2(k-1)}. \end{aligned}$$

$k = 7$ で双曲型内部空間 $\sigma = -1$ の場合の条件 ($t_1 = 0$ として)

$$\begin{aligned} &n_2(t) \equiv \frac{3}{4}\tanh[3c(t-t_2)] - \frac{\sqrt{21}}{4}\coth(3\sqrt{3/7}ct) > 0, \\ &\frac{9}{8}\left(\frac{1}{\cosh^2[3c(t-t_2)]} + \frac{1}{\sinh^2(3\sqrt{3/7}ct)}\right) - n_2^2(t) > 0. \end{aligned}$$

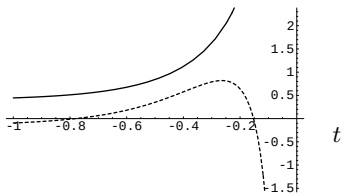

図 8: 条件の左辺

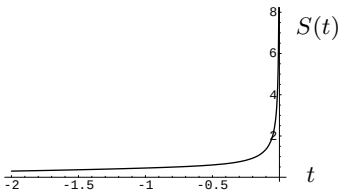

図 9: スケール因子 $S(t)$.

結果は図 8 と 9 に示した。これらの条件を満たす負の時間がある !! (パラメーターをうまくとると平坦や球面の場合でも可能。) しかしこれで得られる膨張因子は、せいぜい 2-3 しかない !!

基本的機構は次のように理解できる。4 次元の宇宙と次元が k の空間との直積空間を考える。内部空間の大きさを与えるスカラー場

$$ds^2 = \mathrm{e}^{-2\sum_i m_i\phi_i/(d-1)}ds^2_{d+1} + \sum_{i=1}^{3}\mathrm{e}^{2\phi_i(x)}d\Sigma^2_{m_i,\epsilon_i},$$

のポテンシャルは

$$V = \sum_{i=1}^{3}(-\epsilon_i)\frac{m_i(m_i-1)}{2}\mathrm{e}^{-\frac{2}{d-1}\left((m_i+d-1)\phi_i+\sum_{j\neq i}^{1\leq j\leq 3}m_j\phi_j\right)} - \epsilon_0\frac{(d-1)^2}{2a^2}.$$

指数関数ポテンシャルとなる !! これを図示すると図 10 となる。$\epsilon_i = -1$ の場合にはポテンシャルが一時は下がるが、反対称場が入っているとやがて持ち上がる場合の図も含めた。

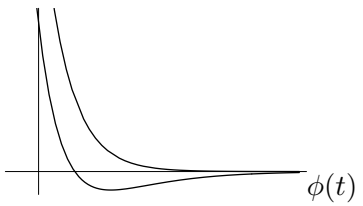

図 10: 半径のスカラー場のポテンシャル

初期条件により運動エネルギーをもって、右から入ってきたスカラー場は壁を上ってしばらくの間位置エネルギー=実質的な宇宙項として作用する。この間にインフレーションを起こす。そらから壁を落ちて 0 ポテンシャルエネルギーの状態へと近づいていく。このためインフレーションはそう長く続かず、得られる膨張因子も大きくない。

内部空間も双曲型空間にすると、eternal inflation が可能な模型が得られる [31]。その場合はもし上の式の $\epsilon_0 = -1$ だと、ポテンシャルに底上げがあることによる。この模型の特徴としては、図 10 からわかるように、内部空間の半径はある程度大きいところから出発して、インフレーションが起こっている辺りで一番小さく、インフレーションが終われば再び大きくなっていくということになる。これを安定化させる必要があるのか、このままでよいのかは今後の研究を待つ点である。

5 まとめと展望

不安定 D ブレイン系のタキオン凝縮は面白い物理を提供してくれる。

- D ブレインが消滅して閉弦の理論が実現するための必要条件として、条件 1(a) は満たされている。
- 崩壊した後の状態については、完全な決着はついていない。次の点はわかっている。
  - 圧力はないけれどエネルギー密度はある tachyon matter

  - D ブレインの元の位置に残ったままで、バルクへ拡がっていかない。
  - 閉弦状態になる。
  - fundamental string になる。
- 時間に依存した過程を考えることもまだ完全に理解されていない。

  超弦理論の有効理論である超重力理論の S ブレイン解を使うことは有効かもしれない。現在作られている S ブレイン解は、タキオンの崩壊過程に対応したものではなさそう。
- 一方超重力の S ブレイン解は、時間に依存した解として面白いものであり、宇宙論のインフレーションを超弦理論から初めて与えた。しかし得られる膨張因子はせいぜい 3 程度であり、宇宙初期のインフレーションを与えるにはさらに工夫が必要である。
- eternal inflation を与えるケースが発見された。

将来の展望: 残された問題として、次のようなものがある。

- タキオン凝縮によって得られる終状態をきちんと同定し、その性質を調べる。
- 凝縮の過程を時間依存を含めて理解する。
- S ブレイン解を含め、時間に依存した解をさらに調べる。その特異性、宇宙論への応用などが重要。de Sitter 宇宙論は得られるのか？
- dS/CFT 対応はあるのか？
- 閉弦のタキオン凝縮はどうなるのか？

まだまだ発展が期待される話題だと考えられます。

参考文献

[1] A. Sen, hep-th/9805170, 9902105, 990407.

[2] E. Witten, Nucl. Phys. B **268** (1986) 21.

[3] D. Gross and A. Jevicki, Nucl. Phys. B **283** (1987) 1; **287** (1987) 225; E. Cremmer, A. Schwimmer and C. Thorn, Phys. Lett. B **179** (1986) 57; N. Ohta, Phys. Rev. D **34** (1986) 3785; S. Samuel, Phys. Lett. B **181** (1986) 255.

[4] V. A. Kostelecky and S. Samuel, Phys. Lett. B **207** (1988) 169; A. Sen and B. Zwiebach, hep-th/9912249

[5] N. Moeller and W. Taylor, hep-th/0002237.

[6] H. Hata and S. Shinohara, hep-th/0009105.

[7] E. Witten, Phys. Rev. D **46** (1992) 5467; **47** (1993) 3405.

[8] A. Gerasimov and S. L. Shatashvili, hep-th/0009103; D. Kutasov, M. Marino and G. W. Moore, hep-th/0009148.

[9] W. Taylor, hep-th/0008033; H. Hata and S. Teraguchi, hep-th/0101162; I. Ellwood and W. Taylor, hep-th/0103085.

[10] L. Rastelli, A. Sen and B. Zwiebach, hep-th/0012251; 0106010.

[11] Ohmori, Furuuchi-Okuyama, Hata-Moriyama-Kawano-Kogetsu-Teraguchi, Takahashi-Tanimoto-Zeze, Bars-Matsuo-Kishimoto-Watanabe, Imamura, Okawa, Gross-Taylor 等（たくさんなのでこのリストは完全でないかもしれませんが、それには重要な意味はありません。）

[12] N. Berkovits, A. Sen and B. Zwiebach, hep-th/0002211; K. Ohmori, hep-th/0204138; 028009.

[13] M. Gutperle and A. Strominger, hep-th/0202210.

[14] A. Sen, hep-th/0203211.

[15] A. Sen, hep-th/0203265.

[16] K. Ohta and T. Yokono, hep-th/0204143.

[17] M.R. Garousi, hep-th/0003122; E.A. Bergshoeff et al., hep-th/0003221; J. Kluson, hep-th/0004106; A. Sen, hep-th/0204143.

[18] A. Sen, hep-th/0207105.

[19] M. Fujita and H. Hata, hep-th/0304163.

[20] K. Hashimoto, P.M. Ho, S. Nagaoka and J.E. Wang, hep-th/0211090, 0303172.

[21] T. Okuda and S. Sugimoto, hep-th/0208196; P. Mukhopadhyay and A. Sen, hep-th/0208142; S.J. Rey and S. Sugimoto, hep-th/0301049.

[22] N. Lambert, H. Liu, J. Maldacena, hep-th/0303139.

[23] Bergman-Hori-Yi-Gibbons-Hashimoto-Ho-Wang-Sen, het-th/0002223; 0009061; 0209034.

[24] A. Sen, hep-th/0305011.

[25] C.M. Chen, D.M. Gal'tsov and M. Gutperle, hep-th/0204071; M. Kruczenski, R.C. Myers and A. Peet, hep-th/0204144; N. Ohta, hep-th/0301095.

[26] F. Leblond and A. Peet, hep-th/0305059; A. Buchel and J. Walcher, hep-th/0305055.

[27] e.g. G. Gibbons, hep-th/0301117, CQG 20 (2003) S321.

[28] P.K. Townsend and M.N.R. Wohlfarth, Phys. Rev. Lett. 91 (2003) 061302, hep-th/0303097.

[29] N. Ohta, Phys. Rev. Lett. 91 (2003) 061303, hep-th/0303238.

[30] N. Ohta, Prog. Theor. Phys. **110** (2003) 269, hep-th/0304172; S. Roy, hep-th/0304084; M.N.R. Wohlfarth, hep-th/0304089; R. Emparan and J. Garriga, hep-th/0304124; C.M. Chen, P.M. Ho, I.P. Neupane and J.E. Wang, hep-th/0304177; M. Gutperle, R. Kallosh and A. Linde, hep-th/0304225; M. Ito, hep-th/0305130.

[31] C.M. Chen, P.M. Ho, I.P. Neupane, N. Ohta and J.E. Wang, hep-th/0306291.