

非幾何学的空間とは何か

北里大学理学部 博士研究員 塩沢 健太 (Kenta SHIOZAWA)

概要

量子重力理論の最有力候補である超弦理論には、異なる理論が5つ存在しており、それぞれは双対性と呼ばれる対称性によって関係付いている。弦が飛ぶ背景の時空間のいくつかは、双対性変換によって互いに関係付くことが知られているが、この双対関係の連鎖を続けると「奇妙な時空間」に辿り着くことがある。こうして得られた「奇妙な時空間」は非幾何学的 (non-geometric) 空間と呼ばれ、超弦理論の本質的な情報を含むと考えられ、研究されている。本稿では、この非幾何学的空間について簡単にレビューしたいと思う。

1 序論

素粒子の標準模型 (Standard Model) は、高精度で種々の実験結果を説明することに成功している。この標準模型は、素粒子間に働く相互作用、「電磁相互作用」、「弱い相互作用」、「強い相互作用」を記述する場の量子論 (Quantum Field Theory; QFT) に基づいている。しかし、この標準模型は重力の量子論を含んではおらず、完全な重力の量子化は未だに達成されていない。我々が生きる自然界の成り立ちを深く知るためには、重力の量子化は必要不可欠であると考えられている。一方で、弦理論と呼ばれる基本物体を弦とする理論において、閉じた弦^{*1}の励起状態に無質量でスピン2の状態が含まれており、これが重力子と関係していることが指摘された [1, 2]。そのため、弦理論は量子重力理論の有力な候補として、現在も盛んに研究されている。弦理論の良い教科書には [3] などがある。

アインシュタインの一般相対性理論では、時空を点粒子で探査する。一方、弦理論では、1次元的な広がりを持つ弦で時空を探査する。弦理論の基本物体は弦であるが、それ以外にも「ブレーン」と呼ばれる空間的にさらに拡張された物体を含んでいる。一般に p 次元的な広がりを持つ物体を p ブレーンと呼ぶ。例えば、これまで言及してきた物体について、点粒子は0ブレーン、弦は1ブレーンというように言い換えることができる。超対称性を持つ弦理論は超弦理論^{*2}と呼ばれ、この理論の無矛盾性から、時空の次元は10次元 (時間1次元と空間9次元) でなくてはならないことが要求される。したがって、 p ブレーンは0ブレーンから9ブレーンまでを考えることができる。現在、弦理論はもはや弦

^{*1} 輪ゴムのような形状を思い浮かべるとよい。

^{*2} 一般に、超対称性を暗に仮定して超弦理論も弦理論と呼んでしまうことが多い。

(= 1 ブレーン) だけではなく、全ての p ブレーンを含めた理論であると考えられている。弦理論には D ブレーンや NS ブレーンと呼ばれるブレーンが存在し、これらのブレーンは「重い」ため時空を歪ませる。このブレーンによって歪んだ背景時空について、本稿ではブレーン時空と呼ぶ^{*3}。

弦理論には無矛盾な理論が 5 つあり (I 型、IIA 型、IIB 型、ヘテロティック $SO(32)$ 型、ヘテロティック $E_8 \times E_8$ 型)、そのそれぞれは双対性と呼ばれる理論間の対称性によって関係付いている。特に T 双対性は、弦がコンパクトな空間に巻き付くことができるために現れる、弦理論に特有の双対性である。重力理論としての弦理論からは、この T 双対性は計量などの重力理論の場の変換則として表せる。そのため T 双対性は、あるブレーン時空と異なるブレーン時空とを関係付けるものだといえる。

ここで、特に II 型 (IIA 型および IIB 型) 超弦理論について注目しよう。II 型超弦理論では NSNS^{*4} 2 形式 (2 階反対称テンソル場) $B^{(2)}$ が存在し、理論の基本物体である弦は $B^{(2)}$ と電氣的に結合する物体として考えられる。一方、 $B^{(2)}$ と磁氣的に結合する物体も存在し、これを NS5 ブレーンという。この NS5 ブレーンが作るブレーン時空に対し、T 双対性変換を複数回施すと、奇妙な振る舞いを示す空間がいくつか現れることが知られている。この奇妙な振る舞いについては本論で述べるが、こういった性質を持つ空間は「非幾何学的 (non-geometric)」空間と呼ばれており、弦理論の本質的な情報を含んでいるのではないかと考えられ研究されている。

2 本論

本節では、具体的な場を見ることで、非幾何学的空間について説明する。前節ではブレーンの背景時空をブレーン時空と呼んでいたが、本節では混同のおそれがない限り単にブレーンと呼ぶことにする。例えば、NS5 ブレーンのブレーン時空は単に NS5 ブレーンと呼ぶ。本節では、まずは T 双対性について簡単に説明し、NS5 ブレーンとその T 双対である Kaluza-Klein (KK) モノポールと呼ばれる物体がつくる空間についてコメントする。KK モノポールのブレーン時空に対してさらに T 双対性変換を施すと大域的非幾何学的 (globally non-geometric) 空間と呼ばれる空間が得られる。またさらに T 双対性変換を施すと、今度は局所的非幾何学的 (locally non-geometric) 空間と呼ばれる空間が得られる。これらの空間の奇妙な性質 (非幾何学性) について簡単に解説したいと思う。

^{*3} ブレーン時空は通常、単に「ブレーン」と呼ばれることが多い。

^{*4} 超弦の境界条件には Ramond (ラモン) 型と Neveu-Schwarz (ヌボー=シュワルツ) 型の 2 種類あり、閉弦では右向きと左向きでそれぞれ境界条件を持つ。NSNS は左右共に Neveu-Schwarz 型であるという意味である。

2.1 T 双対性

T 双対性は、弦がコンパクトな空間に巻き付くことによって現れる対称性である。コンパクト空間には並進変換不変性（アイソメトリ）があり、T 双対性はそのキリングベクトル場の方向に沿って施される。T 双対性については、レビュー論文 [4] が詳しい。

弦理論の背景時空の T 双対性変換則は Buscher（ブッシャー）則として知られている：

$$\begin{aligned} g'_{\mu\nu} &= g_{\mu\nu} - \frac{g_{\mu 9}g_{\nu 9} - B_{\mu 9}B_{\nu 9}}{g_{99}}, & g'_{\mu 9} &= \frac{B_{\mu 9}}{g_{99}}, & g'_{99} &= \frac{1}{g_{99}}, \\ B'_{\mu\nu} &= B_{\mu\nu} - \frac{B_{\mu 9}g_{\nu 9} - g_{\mu 9}B_{\nu 9}}{g_{99}}, & B'_{\mu 9} &= \frac{g_{\mu 9}}{g_{99}}, & \phi' &= \phi - \frac{1}{2} \log |g_{99}|. \end{aligned} \quad (1)$$

ここで、 g_{mn} は背景時空の計量、 B_{mn} は背景時空が備える 2 階反対称テンソル場の成分、 ϕ はディラトンと呼ばれるスカラー場である。テンソルの添字は $m = \mu, 9$ （ただし $\mu = 0, 1, \dots, 8$ ）と走る。この Buscher 則 (1) はコンパクト方向を x^9 として、その方向に沿って T 双対性変換を行うものである。変換則 (1) において、例えば 9 を 8 と置き換えたなら、 x^8 方向に沿った T 双対性の変換則となる。

座標 $x^1, \dots, x^5$ の 5 方向に延びている NS5 ブレーンを考える。この NS5 ブレーンの背景時空を表す計量、 B 場、ディラトンは

$$\begin{aligned} ds^2 &= dx_{012345}^2 + H dx_{6789}^2, \\ B^{(2)} &= \frac{1}{2} b_{ab} dx^a \wedge dx^b, & e^{-2\phi} &= e^{-2\phi_0} H^{-1} \end{aligned} \quad (2)$$

である。ここで、 B 場の成分について、添字は $a = 6, 7, 8, 9$ を走り、 $3\partial_{[a}b_{bc]} = \varepsilon_{abcd}\partial^d H$ を満たす。 ε_{abcd} は Levi-Civita の完全反対称記号であり、 $\varepsilon_{6789} = 1$ である。したがって、この NS5 ブレーンの背景時空は、ある関数 H によって完全に決定する。運動方程式より $\delta^{ab}\partial_a\partial_b H = 0$ であることが求められるため、関数 H は座標 x^6, x^7, x^8, x^9 で張られる空間における 4 次元の調和関数であることがわかる。

この NS5 ブレーンに対し、 x^9 方向に沿って T 双対性変換したい。しかし、調和関数は $H = H(x^6, x^7, x^8, x^9)$ であり、 x^9 方向はアイソメトリではない。そのため、 x^9 方向がアイソメトリになるように均す (smear する)。具体的な手順としては、 x^9 方向に NS5 ブレーンを周期 $2\pi R_9$ で無限に配置し、 $R_9 \rightarrow 0$ の極限を取るということをする。これにより、NS5 ブレーンは x^9 方向に非局在化 (delocalize) する。均された NS5 ブレーン (smeared NS5-brane)^{*5}は、実質的には (2) における関数 H を $\delta^{ij}\partial_i\partial_j H = 0$ ($i = 6, 7, 8$)

^{*5} 均された NS5 ブレーンは、次に表す KK モノポールとの対比で「H モノポール」と呼ばれることがある。

を満たす 3 次元調和関数 $H = H(x^6, x^7, x^8)$ に置き換えたもので表される。調和関数が 3 次元になったことにより、 B 場の成分は b_{ij} が消え、非消失成分は $b_{i9} = \omega_i$ だけとなる。 ω_i は $2\partial_{[i}\omega_{j]} = \varepsilon_{ijk}\partial^k H$ を満たす。

均された NS5 ブレーンでは、 x^9 方向がアイソメトリであるから、その方向に沿った T 双対性変換をすることができる。均された NS5 ブレーンに x^9 に沿った変換則 (1) を適用すると、KK モノポール

$$\begin{aligned} ds^2 &= dx_{012345}^2 + H dx_{678}^2 + H^{-1} (dx^9 + \omega_i dx^i)^2 \quad (i = 6, 7, 8) \\ B^{(2)} &= 0, \quad e^{-2\Phi} = \text{const.} \end{aligned} \quad (3)$$

が得られる。この解が「モノポール」と呼ばれるのは、KK ゲージ場 ω_i がディラックのモノポール方程式 $2\partial_{[i}\omega_{j]} = \varepsilon_{ijk}\partial^k H$ を満たすからである。この解の x^6, x^7, x^8, x^9 方向の幾何学は、4 次元のユークリッドなターブ・ナット空間 (Euclidean Taub-NUT space) として知られる。ターブ・ナット空間自体、面白い対象であるが、紙面の都合上、本稿での紹介はここまでにする。

2.2 大域的非幾何学的空間

NS5 ブレーンや KK モノポールまでは、弦理論の教科書にも書かれており、よく知られた物体・時空間である。KK モノポールには自明な世界体積方向 ($x^0, x^1, \dots, x^5$ 方向)、3 つの transverse 方向 (調和関数が依存性を持つ方向)、1 つのアイソメトリ方向がある。NS5 ブレーンのときと同様の手法を適用すれば、3 つの transverse 方向のうち 1 つを均してアイソメトリにすることができるだろう。こうして調和関数を $H = H(x^6, x^7)$ のように 2 次元になるよう均された KK モノポールは KK 渦 (vortex) と呼ばれる。KK 渦には x^8 方向のアイソメトリがあるため、これに沿った T 双対性変換を適用することができる。こうして得られるブレーンは、少しマニアックであり知られていない。

KK 渦では、調和関数が $H = H(x^6, x^7)$ となることから、式 $2\partial_{[i}\omega_{j]} = \varepsilon_{ijk}\partial^k H$ より ω_8 だけが非消失成分として残ることがわかる。調和関数 H とゲージ場 ω_8 は具体的には

$$H = h_0 + \sigma \log \frac{\mu}{\rho}, \quad \omega_8 = -\sigma \theta \quad (4)$$

と表される。ここで、座標は $(x^6, x^7) \rightarrow (\rho, \theta)$ のように 2 次元極座標表示に変えた。また、 h_0, σ, μ は定数である。KK 渦に対し、 x^8 方向に沿った T 双対性変換を行うと、次の背景幾何を得られる [5]:

$$\begin{aligned} ds^2 &= dx_{012345}^2 + H(d\rho^2 + \rho^2 d\theta^2) + HK^{-1} dx_{89}^2, \\ B^{(2)} &= -\omega_8 K^{-1} dx^8 \wedge dx^9, \quad e^{-2\Phi} = e^{-2\Phi_0} H^{-1} K, \quad K = H^2 + \omega_8^2. \end{aligned} \quad (5)$$

これはエキゾチック 5_2^2 ブレーンと呼ばれるブレーン背景時空である。この空間は少々奇妙な振る舞いを示す。これを以下で紹介する。

調和関数が $\log$ で与えられる（これを codimension 2 という）ようなブレーンでは、ブレーンの周囲における計量が多価的になることが知られている。例えば、D7 ブレーンなどがそれにあたる。この計量の高価性はモノドロミー行列として表すことができる。一般に、モノドロミー行列は計量の微分同相写像 (diffeomorphism) やゲージ場のゲージ変換で吸収（あるいは相殺）することができ、それゆえにブレーン時空が物理的であると考えることができる。しかし、 5_2^2 ブレーンの場合は diffeo やゲージ変換では吸収できないモノドロミーが現れることがわかる。これを実際に見てみよう。

5_2^2 ブレーンの (x^6, x^7) 方向をぐるっと一周まわってみよう。このとき、 (x^8, x^9) で張られるトーラスの半径は

$$\begin{aligned} \theta = 0 \text{ のとき: } & g_{88} = g_{99} = H^{-1}, \\ \theta = 2\pi \text{ のとき: } & g_{88} = g_{99} = \frac{H}{H^2 + (2\pi\sigma)^2} \end{aligned} \quad (6)$$

となる。この多価性を表すために、 5_2^2 ブレーンの (x^8, x^9) 方向の計量と B 場をそれぞれ h, b とおいて、次の 4×4 行列を考えよう：

$$\mathcal{M}(\theta) = \begin{pmatrix} h^{-1} & -h^{-1}b \\ bh^{-1} & h - bh^{-1}b \end{pmatrix} = H^{-1} \begin{pmatrix} H^2 + (\sigma\theta)^2 & 0 & 0 & -\sigma\theta \\ 0 & H^2 + (\sigma\theta)^2 & \sigma\theta & 0 \\ 0 & \sigma\theta & 1 & 0 \\ -\sigma\theta & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (7)$$

この行列は次のように分解することができる：

$$\begin{aligned} \mathcal{M}(\theta) &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & -\sigma\theta \\ 0 & 1 & \sigma\theta & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H & 0 & 0 & 0 \\ 0 & H & 0 & 0 \\ 0 & 0 & H^{-1} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & H^{-1} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & \sigma\theta & 1 & 0 \\ -\sigma\theta & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\ &=: \Omega_\theta^\top \mathcal{M}(\theta=0) \Omega_\theta. \end{aligned} \quad (8)$$

つまり、 θ 点における行列 $\mathcal{M}$ は、 $\theta=0$ における行列 $\mathcal{M}$ と $O(2, 2, \mathbb{R})$ 行列 Ω_θ の積で表すことができる。そのため、 $\theta=0$ と $\theta=2\pi$ における $\mathcal{M}$ は、 $O(2, 2, \mathbb{R})$ 変換 $\Omega_{2\pi}$ を通じて関係付く。 $O(n, n)$ 変換の行列は、

- 一般線型変換 (n 次元 diffeomorphism に対応する)

$$\Omega_\Lambda = \begin{pmatrix} \Lambda & 0 \\ 0 & \Lambda^{-\top} \end{pmatrix}, \quad \Lambda \in GL(n), \quad (9)$$

- B 場の変換 (B 場のゲージ変換に対応する)

$$\Omega_{\Theta} = \begin{pmatrix} 1 & -\Theta \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad \Theta^T = -\Theta, \quad (10)$$

- β 変換と呼ばれる変換 (物理的な対応が不明)

$$\Omega_{\beta} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\beta & 0 \end{pmatrix}, \quad \beta^T = -\beta \quad (11)$$

のように分類されている。式 (8) における 5_2^2 ブレーンのモノドロミー行列は、この中の β 変換と呼ばれるものにあたり、diffeo 変換でも B 場のゲージ変換でもない純粋な $O(2, 2)$ 変換である。 $O(n, n)$ 変換は T 双対性変換群として知られており、 5_2^2 ブレーンはモノドロミーが T 双対性変換群の要素で表されることから、T フォールド^{*6}とも呼ばれる [6]。 5_2^2 ブレーン時空は (5) で示されるように局所的には幾何学的である (リーマン幾何学で記述することができる) が、モノドロミーが β 変換 (幾何学的でない変換) で表されるため大域的には非幾何学的である。このような空間を「局所的には幾何学的だが大域的に非幾何学的 (locally geometric but globally non-geometric)」空間と呼ぶ。

2.3 局所的非幾何学的空間

5_2^2 ブレーンは 2 つのアイソメトリ方向と 2 つの transverse 方向を持つ。 5_2^2 ブレーンの 2 つの transverse 方向のうちの 1 つに沿って、さらに T 双対性変換を行うことを考えたい。しかし、実際に x^7 方向を均してみると、調和関数は $H = c_0 + m|x^6|$ とできるが、ゲージ場は式 $2\partial_{[i}\omega_{j]} = \varepsilon_{ijk}\partial^k H$ より $\omega_8 = -m|x^7|$ となり x^7 方向の依存性が残ってしまうことがわかる。これでは x^7 方向に沿った T 双対性変換を行うことができない。 $m = 0$ とすれば x^7 方向がアイソメトリとなるため、T 双対性変換をすることができるが、幾何学は自明で面白くないものになる。

一方、超弦理論のフラックスコンパクト化と呼ばれる分野の研究から、 5_2^2 ブレーンのフラックス (電束) に加えて R フラックスと呼ばれるフラックスが必要であることが知られている [7]。そのため、 R フラックスの源となるブレーンが必要となる。非自明なブレーン時空を得るために、 x^7 への依存性を保ったまま「形式的」に T 双対性変換 (1) を行うことにする。これは一般化 T 双対性 [8] と呼ばれている。これにより、

$$\begin{aligned} ds^2 &= dx_{012345}^2 + H(dx^6)^2 + H^{-1}(dx^7)^2 + HK^{-1}dx_{89}^2, \\ B^{(2)} &= -\omega_8 K^{-1}dx^8 \wedge dx^9, \quad e^{-2\Phi} = e^{-2\Phi_0} K, \quad K = H^2 + \omega_8^2 \end{aligned} \quad (12)$$

^{*6} 局所チャートが diffeomorphism で貼り合わせられる空間を多様体 (manifold) と呼ぶが、これに倣って、局所チャートが T 双対性変換で貼り合わせられる空間を T フォールド (T-fold) と呼ぶ。

が得られる [9]。これは R フラックスの源の 5 ブレーンであるから、R5 ブレーンと呼ばれる。調和関数は線型 $H = c_0 + m|x^6|$ である。一方で、ゲージ場 ω_8 はどのような依存性を持っているだろうか。

T 双対性は弦が巻き付くことによって起こる対称性と説明した。詳しい説明は省くが、T 双対性は “コンパクト方向に沿った弦の運動量、と “コンパクト方向への弦の巻き付き数、の交換の対称性である。したがって、T 双対性はそれらのフーリエ共軛である弦の座標 x と新たな量 $\tilde{x}$ の交換の対称性である、ということもできる。弦の巻き付き数に共軛な量 $\tilde{x}$ は「巻き付き座標 (winding coordinate)」と呼ばれる。均された 5_2^2 ブレーンのゲージ場は $\omega_8 = \omega_8(x^7)$ の依存性を持っていた。上記の議論を考えると、 x^7 方向に沿った一般化 T 双対性により、R5 ブレーンでのゲージ場の依存性は $\omega_8 = \omega_8(\tilde{x}_7)$ となることがわかる。通常の点粒子で探る重力理論（一般相対論など）では、巻き付き座標 $\tilde{x}$ は探り得ない。巻き付き座標への依存性を有する空間 (12) は、一般相対論などでは記述することができないという意味で、「局所的非幾何学的」空間と呼ばれる。

形式的に T 双対性変換をする一般化 T 双対性を許したことにより、これまで議論してきたブレーンでも、均すことをせずに形式的に T 双対性変換をするを考えられるだろう。すると、それぞれ巻き付き座標が張る巻き付き空間に局在化したブレーン（局在化 KK モノポール (KKM)、局在化 5_2^2 ブレーン、局在化 R5 ブレーン^{*7}）が得られる [10]。我々はこれらのブレーンを局在化 KKM 型と呼び、研究を続けている。

3 結論

本稿では、II 型超弦理論における NS ブレーンに注目し、その T 双対系列 (NS5 ブレーン、KK モノポール、 5_2^2 ブレーン、R5 ブレーン) について紹介した。特に、 5_2^2 ブレーンが持つ大域的非幾何学性、R5 ブレーンが持つ局所的非幾何学性という奇妙な性質を具体的に紹介した。また、最後には私自身の研究成果である局在化 KKM 型のブレーンについても触れた。

R5 型とこれらの局在化 KKM 型の局所的非幾何学的ブレーンは、弦の巻き付きに起因する巻き付き座標に依存しているため、超弦理論に特有の時空である。そのため、これらの非幾何学的ブレーンを調べることで、これまでに解明されていない超弦理論の構造について明らかにすることができると私は考えている。論文 [10] では、上記の系列のみならず、空間充填型ブレーン (space-filling brane) についても解析し、それらを含めた NS ブ

^{*7} R5 ブレーンはもともと巻き付き空間に局在化している。ここでいう「局在化 R5 ブレーン」は調和関数が巻き付き座標にあらわに依存していることを表す。

レーン系列を包括的に研究した。局在化 KKM 型ブレーンの巻き付き座標依存性が、物理学的には通常の時空に対する弦理論の量子効果^{*8}で与えられることを示した。論文 [11] では、NS ブレーン系列に現れる局所的非幾何学的ブレーンのダイナミクスを支配する理論を構築した。最近 T 双対性で行ってきた解析を U 双対性に拡張し、M5 ブレーンと局在化 KK6 ブレーンに関する研究を行った [12]。この局在化 KK6 ブレーンは、M 理論におけるメンブレンのラッピングに関する局所的非幾何学的ブレーンである。

このトピックを解析する道具として、double field theory や exceptional field theories などがあり、これ自体も発展途上の面白い研究対象であると思う（レビューは [13] などがある）。これらの理論の幾何学 (generalized geometry, doubled geometry, exceptional generalized geometry, ...) など、同様に興味深い。是非調べてみてほしい。

謝辞

このトピックについて共同研究を行った木村哲士氏と佐々木伸氏に感謝申し上げます。また、筆者は JSPS 科研費（課題番号 20J13957）の助成を受けています。

参考文献

- [1] J. Scherk and J. H. Schwartz, “Dual models for non-hadrons,” *Nucl. Phys. B* **81** (1974) 118-144; “Dual models and the geometry of space-time,” *Phys. Lett. B* **52** (1974) 347-350.
- [2] T. Yoneya, “Connection of dual models to electrodynamics and gravodynamics,” *Prog. Theor. Phys.* **51** (1974) 1907-1920.
- [3] J. Polchinski, “String theory. Vol. 1: An introduction to the bosonic string,” “String theory. Vol. 2: Superstring theory and beyond.”
- [4] A. Giveon, M. Porrati and E. Rabinovici, “Target space duality in string theory,” *Phys. Rept.* **244** (1994), 77-202 [[arXiv:hep-th/9401139](#)].
- [5] J. de Boer and M. Shigemori, “Exotic Branes in String Theory,” *Phys. Rept.* **532** (2013), 65-118 [[arXiv:1209.6056](#)].
- [6] C. M. Hull, “A Geometry for non-geometric string backgrounds,” *JHEP* **10** (2005), 065 [[arXiv:hep-th/0406102](#)].

^{*8} α' の非摂動的効果という意味で量子効果と言っている。弦の世界面インスタントン効果のこと。

- [7] J. Shelton, W. Taylor and B. Wecht, “Nongeometric flux compactifications,” *JHEP* **10** (2005), 085 [[arXiv:hep-th/0508133](#)].
- [8] A. Dabholkar and C. Hull, “Generalised T-duality and non-geometric backgrounds,” *JHEP* **05** (2006), 009 [[arXiv:hep-th/0512005](#)].
- [9] F. Hassler and D. Lust, “Non-commutative/non-associative IIA (IIB) Q- and R-branes and their intersections,” *JHEP* **07** (2013), 048 [[arXiv:1303.1413](#)].
- [10] T. Kimura, S. Sasaki and K. Shiozawa, “Worldsheet Instanton Corrections to Five-branes and Waves in Double Field Theory,” *JHEP* **07** (2018), 001 [[arXiv:1803.11087](#)]; “Semi-doubled Gauged Linear Sigma Model for Five-branes of Codimension Two,” *JHEP* **12** (2018), 095 [[arXiv:1810.02169](#)].
- [11] K. Shiozawa and S. Sasaki, “World-volume Effective Theories of Locally Non-geometric Branes,” *JHEP* **01** (2021), 013 [[arXiv:2010.02701](#)].
- [12] T. Kimura, S. Sasaki and K. Shiozawa, “Localized Kaluza-Klein 6-brane,” [arXiv:2107.10534](#).
- [13] D. S. Berman and C. D. A. Blair, “The Geometry, Branes and Applications of Exceptional Field Theory,” *Int. J. Mod. Phys. A* **35** (2020) no.30, 2030014 [[arXiv:2006.09777](#)].

塩沢健太

1993 年 6 月 24 日生まれ。神奈川県立相模大野高等学校卒業、北里大学理学部物理学科卒業、同大学院理学研究科修士課程、および博士後期課程修了。博士（理学）。現在、北里大学理学部にて日本学術振興会特別研究員 PD として理論物理学の研究に従事している。学振 PD の任期が今年度末に終わるが、未だに行先が決まっていない。……という人間の設定を被って生きている化け黒狸です。やっぱりポッピン Q なんだよなあ……。

Researchmap: <https://researchmap.jp/k-shiozawa>, Twitter: @fur_physik.