Branes and Super-PP-Wave Algebras

高エネ研　阪口 真
E-mail: Makoto.Sakaguchi@kek.jp

超対称 pp-wave 背景時空上の brane の分類の幾何学的解釈を与えた。つまり、brane の Wess-Zumino 項が、"超空間" 上の Chevalley-Eilenberg(CE) コホモロジー群の非自明な要素として特徴付けられることを示した。詳しくは本論文 [1] を参照されたい。

IIB 超対称 pp-wave 時空は、商空間 $M =$ IIB 超対称 pp-wave 群 G /"Lorentz"×"boost" で定義される。この時空上の Dp-brane 作用は、M 上の左不変 (LI) カレント $(\mathbf{L}^\mu, L^\alpha)$、$\mu = (+,-,m = 1,...,8)$、および $\mathcal{F} = dA - B_{NSNS}$ を使って、Dirac-Born-Infeld ラグランジアン $\mathcal{L}_{DBI}$ と $(p+2)$ 形式 Wess-Zumino 項 $h_{p+2} = d\mathcal{L}_{WZ}$ で構成される。[2] で存在可能な Dp-brane が分類された。以下で、これらの Dp-brane が、非自明な CE $(p+2)$-cocycle で特徴付けられることを示す。

G の Lie 代数 $\mathfrak{g}$ の生成子を T_A、$g \in G$ として、$g^{-1}dg = L^A T_A$ で定義される LI カレント L^A は、超対称 pp-wave 代数 $\mathfrak{g}$ に双対な Maurer-Cartan(MC) 方程式 $dL^A = -\frac{1}{2} f^A{}_{BC} L^C L^B$ を満たす。ここで $f^A{}_{BC}$ は $\mathfrak{g}$ の構造定数である。この MC 方程式に、$d\mathcal{F} = -i\mathbf{L}^\mu L\mathcal{C}\Gamma_\mu \sigma_3 L$ を付け加え、微分形式代数 $\mathfrak{G}$ を定義する。平坦時空の場合、M は超対称並進群であり、Lorentz 生成子に双対な $L^{\mu\nu}$ なしで閉じた MC 方程式系をなすが、超対称 pp-wave 時空の場合、$d^2 = 0$ を保障するためにこれを含めておく。

非自明な CE $(p+2)$-cocycle は、Lorentz 不変で $\mathfrak{G}$ 上で非自明な $(p+2)$ 形式 $h_{p+2}(\mathbf{L}^\mu, L^\alpha, \mathcal{F})$ で与えられる。つまり、$\mathfrak{G}$ 上で、closed $(dh_{p+2} = 0)$ だが exact でない $(h_{p+2} \neq db_{p+1})$ Lorentz 不変な h_{p+2} で与えられる。また、brane が構造を持たないために、即ち次元をもつ定数を新たに導入しないために、$\dim \mathcal{L}_{DBI} = \dim \mathcal{L}_{WZ} = \dim h_{p+2}$ を要請する。これらの条件の下で h_{p+2} は完全に決まり、

$$
\begin{aligned}
h_{p+2} &= \sum_{n=0} \frac{1}{n!} h^{(p+2-2n)}(\mathbf{L}^\mu, L^\alpha)\mathcal{F}^n, \qquad\qquad h^{(1)} = 0, \\
h^{(q+2)} &= \frac{1}{q!}\left[\mathbf{L}^{\mu_1}\cdots\mathbf{L}^{\mu_q} L\mathcal{C}\Gamma_{\mu_1\cdots\mu_q}\sigma_3^{\frac{q-1}{2}}\sigma_1 L + \delta_{q,3}\, i\frac{\mu}{5\sqrt{2}}\mathbf{L}^+(\mathbf{L}^1\mathbf{L}^2\mathbf{L}^3\mathbf{L}^4 + \mathbf{L}^5\mathbf{L}^6\mathbf{L}^7\mathbf{L}^8)\right] \quad (1)
\end{aligned}
$$

$(q = 1,3,5,7,9)$ となる。このようにして得られた brane 作用は [2] の分類を再現する。$h^{(5)}$ に、平坦時空の場合 [3] には無かった flux の寄与が現れている。同様にして、F1-、NS5-、NS9-brane に対しても CE コホモロジー群で特徴付けられることが分かった。

また、CE コホモロジー群による brane の分類は、$\mathrm{AdS}_5 \times S^5$ 背景時空上の Dp-brane に対しても同様に行うことが出来る。得られた、自明な h_3 を含む $(p+2)$ 形式 h_{p+2} は、Penrose 極限に対応する超対称 $\mathrm{AdS}_5 \times S^5$ 代数から超対称 pp-wave 代数への Inönü-Wigner 縮約 [4] を使って、非自明な (1) に帰着することが示せる。

非自明な CE $(p+2)$-cocycle は、超対称 pp-wave 代数のトポロジカル brane 荷量による拡大を引き起こすと期待できる。また、11 次元の $\mathrm{AdS}_{4(7)} \times S^{7(4)}$ 及び超対称 pp-wave 時空上の brane に対しても同様の CE コホモロジー群による分類が可能と期待できる。

参考文献

[1] M. Sakaguchi, in preparation.

[2] K. Skenderis and M. Taylor, JHEP **0206** (2002) 025, *hep-th/0204054*.

[3] M. Sakaguchi, JHEP **0004**, 019 (2000) *hep-th/9909143*.

[4] M. Hatsuda, K. Kamimura and M. Sakaguchi, Nucl. Phys. B **632** (2002) 114, *hep-th/0202190*.