

高次元時空とブラックホールの多様性



小玉 英雄

本稿では、4次元以外の次元、特に高次元時空におけるブラックホールの世界の一端を紹介する。高次元重力理論としては、4次元の一般相対性理論、特に Einstein 方程式と呼ばれる重力場の方程式

$$\text{Ric}(g) - \frac{1}{2}R_s(g)g + \Lambda g = \kappa^2 T \quad (1)$$

をそのまま、高次元時空の計量 $g = (g_{\mu\nu})$ に対する方程式と見なして得られる、最も単純な高次元重力理論を主に扱う。ここで、 $\text{Ric}(g) = (R_{\mu\nu})$ は g の Ricci 曲率、 $R_s(g)$ はスカラー曲率、 $T = (T_{\mu\nu})$ はエネルギー運動量テンソルである。

1. Newton 理論に基づく考察

ブラックホールは一般相対性理論に特有の天体と思われがちであるが、ブラックホールの概念自体はかなり古く、18世紀から19世紀にかけて天体力学や確率論の体系化に大きな貢献をした Pierre Simon Laplace (1749–1827) に遡る。

よく知られているように、地上から物体を上へ投げ上げると、初速が小さいと再び落ちてくるが、初速が脱出速度と呼ばれる限界速度を超えると、物体は無限遠に飛び去り戻ってこなくなる。Newton 理論では、質量 M の天体の作る重力場中での粒子のエネルギー保存則

$$E \equiv \frac{1}{2}mv^2 - \frac{GmM}{r} = \text{一定} \quad (2)$$

より、物体が無限遠 $r = \infty$ に速さ v_∞ で到達するとすると、 $E = \frac{1}{2}mv_\infty^2 \geq 0$ となるので、天体の半径 $r = R$ での初速 v_0 として、 $v_0^2 \geq 2GM/R$ が必要となる。すなわち、天体の表面からの脱出速度は $\sqrt{2GM/R}$ で与えられる。Laplace は大胆にも、この脱出速度を光にも適用したのである。すなわち、脱出速度が光の速度 c を超えると、天体の表面は見えなくなると考えた。この条件は、 $c^2 < 2GM/R$ となるので、半径が

$r_h = 2GM/c^2$ 以下まで縮むと、その天体は外部から見えなくなる。すなわち、ブラックホールが生まれるというわけである。この半径は、後ほど登場する相対論的ブラックホールの Schwarzschild 半径と一致する。

一般相対論的な高次元理論での話に入る前に、まずこの Newton 理論での議論を高次元に一般化してみよう。Newton の重力理論では重力場はスカラーポテンシャル $\phi(\mathbf{r}, t)$ で記述され、 ϕ は Poisson 方程式 $\Delta\phi = 4\pi G\mu$ により物質の質量密度 μ より決定される。これを一般の D 次元時空に拡張するのは簡単で、単に、Laplace 作用素 Δ を $D-1$ 次元空間の作用素 $\Delta_{D-1} = \sum_{i=1}^{D-1} \partial_i^2$ に置き換えれば良い：

$$\Delta_{D-1}\phi = C_D\mu. \quad (3)$$

右辺の C_D は比例定数である。点質量 $\mu = M\delta^{D-1}(\mathbf{r})$ に対するこの方程式の解は、次のようにして求められる。まず、球対称な真空解 $\phi(r)$ を求めると、

$$\Delta_{D-1}\phi(r) = \frac{1}{r^{D-2}} \frac{d}{dr} \left(r^{D-2} \frac{d\phi}{dr} \right) = 0 \quad (4)$$

より、

$$\phi(r) = -\frac{G_D M}{r^{D-3}} + A \quad (5)$$

を得る。積分定数 A はゼロとおいて良い。右辺第1項のもう一つの積分定数は M に比例するはずなので $G_D M$ とおいた。 G_D は D 次元時空での Newton 重力定数にあたるものである。 $D \geq 4$ のとき、半径 R の球体 $B(R)$ に対する Gauss の法則を用いると、 C_D は G_D を用いて次のように表される：

$$\begin{aligned} C_D M &= \int_{B(R)} d^{D-1} r \Delta\phi \\ &= \int_{S(R)} d^{D-2} \Sigma \frac{d\phi}{dr} = (D-3) M G_D A_{D-2} \\ &\Rightarrow C_D = (D-3) A_{D-2} G_D. \end{aligned} \quad (6)$$



図1 2次元面での Newton ポテンシャル ϕ のイラスト. $\phi < -c^2/2$ の領域からは光が脱出できない.

ここで, A_n は単位 n 次元球面の面積である.

このポテンシャルを用いて上と同様の脱出速度の議論をすれば, やはり, $c^2/2 + \phi(r) < 0$ となる領域からは光が脱出できないことになる (図1). すなわち, $D \geq 4$ では, 必ず球形のブラックホールが存在し, その半径は $r_h = (2G_D M)^{1/(D-3)}$ で与えられることが示唆される. すぐ後で, この結果は, 高次元版の Einstein 理論でもそのまま成り立つことを示す.

ただし, 以上の議論は, $D \leq 3$ では使えない. 特に, $D = 3$ では, Newton ポテンシャルは (5) ではなく, $\phi(r) = G_D M \log r + A$ となり, 無限遠でもポテンシャルが発散する. これは, Newton 理論では3次元重力が適切に扱えないことを示唆する. 後ほど, 相対論でどうなるかを見るが, 空間の次元が2と3以上での重力の振舞いの違いは, ブラックホールの多様性に大きな影響を及ぼす.

2. 球対称なブラックホール

定曲率時空について高い対称性を持つ定常時空は, 空間的に等方, すなわち球対称な時空である. 一般化された Birkhoff の定理より, Einstein 方程式の球対称な真空解は必ず静的, すなわち計量が時間に依存せずかつ時間反転で不変となり, 4次元 Schwarzschild 解 (1916) の一般次元版である Tangherlini 解 (1963) を $A = \lambda(D-1)(D-2)/2 \neq 0$ へ拡張した計量

$$ds^2 = -f(r)dt^2 + \frac{dr^2}{f(r)} + r^2 g(S^{D-2});$$

$$f(r) = 1 - \frac{2G_D M}{r^{D-3}} - \lambda r^2 \quad (7)$$

で与えられる. ここで, $g(S^n)$ は単位 n 次元球面の計量である. また, G_D は Einstein 方程式の係数 κ^2 を用いて

$$G_D = \frac{\kappa^2}{(D-2)A_{D-2}} \quad (8)$$

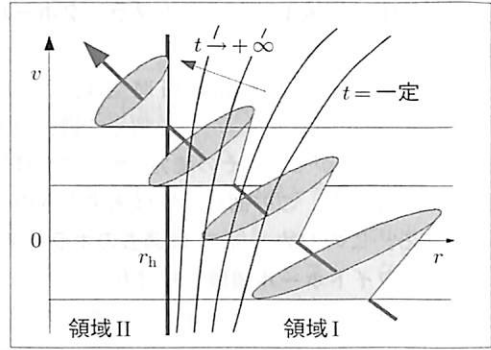


図2 Schwarzschild ブラックホールの未来のホライズン.

と表される. この解は実はブラックホールを含む時空を表し, M はブラックホールの質量にあたるパラメータとなる. 以下, 無限遠が平坦となる $A = 0$ の場合を考える. この場合には, 実は, 静的な正則真空ブラックホール解は必ず球対称であること, したがって上の Schwarzschild-Tangherlini 解に限られることが示される (静的ブラックホールの剛性定理 [W. Israel (1967); G.L. Bunting, A. Masood-ul-Alam (1987)]).

$M > 0$ のとき, Schwarzschild-Tangherlini 解がブラックホールを表すことが次のようにして分かる. まず, $f(r) = 0$ となる $r = r_h = (2G_D M)^{1/(D-3)}$ では, $g_{tt} = 0, g_{rr} = \infty$ となるので, 計量は特異となる. しかしこの特異性は, 座標系の取り方が悪いために生じる見かけのものである. 実際, t の代わりに新たな時間座標系 v を

$$v = t + r_*; \quad r_* = \int \frac{dr}{f(r)} \quad (9)$$

により導入すると, 計量 (7) は

$$ds^2 = 2drdv - f(r)dv^2 + r^2 g(S^n) \quad (10)$$

となり, $r = r_h$ でも有界で正則となる.

図2に示したように, (t, r) 座標の $r > r_h$ となる領域Iは, (v, r) 座標系の $r > r_h$ となる領域と1対1に対応し, $r \rightarrow r_h + 0: r_* \rightarrow -\infty$ より, $t = +\infty$ が (v, r) 座標系の直線 $r = r_h$ と一致する. したがって, (v, r) 座標系を用いると, 元の時空の領域Iを正則に $r < r_h$ となる領域IIに拡張することができる. 境界の $r = r_h$ に対応する超曲面 \mathcal{H}^+ は, 図2に示したようにちょうど未来の光円錐に接しているので, 表面積を一定値 $4\pi r_h^2$ に保って「広がる」光波面の軌跡に対応する. 特に, 領域IIは元の領域Iの未来に位置し, 領域IIの情報は決して領域Iに伝わらない. このため, この境界面 \mathcal{H}^+ は未来の事象地平線 (ホライ

ズン), 領域 II は領域 I にとってのブラックホール領域と呼ばれる。

実は Schwarzschild-Tangherlini 時空は, 別の座標系 $u = t - r_*$ を用いると $r = r_h$ を超えて過去の領域 III に延長することができ, その境界 \mathcal{H}^- はやはり光的な超曲面となるが, この面は今度は未来向きの一方通行面となる。このため, \mathcal{H}^- は過去のホライズン, 領域 III はホワイトホール領域と呼ばれる。

これら 2 つのホライズンは役割が全く異なるが, 共通する特徴を持っている。それは, いずれも光的な超曲面で, しかも, その光的な接ベクトルが Killing ベクトルに平行となっていることである。このような超曲面は **Killing** ホライズンと呼ばれる。今の場合, この Killing ベクトルは, 時間推進の無限小変換 ∂_t と一致するが, 一般にはこれは成り立たない。定常なブラックホール時空では, 無限遠から見える領域 (DOC) の境界としての事象地平線は必ず Killing ホライズンとなることが示される。

以上の拡張された時空の全体的な状況を把握するには, Szekeres 座標系と呼ばれる (U, V) を

$$UV = \frac{1}{2k_h}(r_h - r)e^{h(r)}, \quad \left| \frac{V}{U} \right| = e^{2k_h t} \quad (11)$$

により導入するとよい。ここで, $k_h = f'(r_h)$ はブラックホールの表面重力と呼ばれる定数, $h(r)$ は $2k_h r_* = \log(2k_h |r - r_h|) + h(r)$ により定義される r の関数で, $r > 0$ で至るところ正則であることが示される。この座標系では, $U < 0, V > 0$ に対応する領域 I の計量は, $UV < a^2 = r_h/(2k_h)$ に正則に拡張される。この拡張は極大で, さらに, 座標系 (\bar{U}, \bar{V}) を $U = a \tan \bar{U}, V = a \tan \bar{V}$ により定義すると, この極大解は, 図 3 に Penrose 図式で示したように, 6 角形の有界領域: $|\bar{U}|, |\bar{V}|, |\bar{U} + \bar{V}| < \pi/2$ に埋め込まれる。この図の示すように, この極大な解析的拡張で

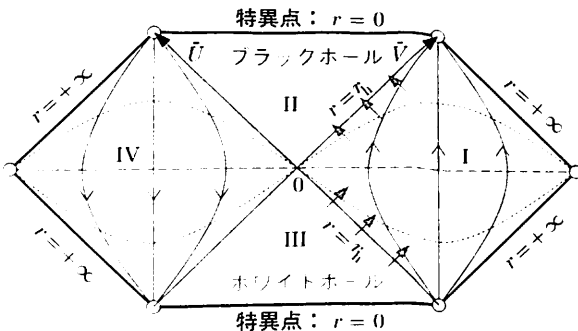


図 3 極大 Schwarzschild Tangherlini ブラックホール時空の Penrose 図式。

は, ブラックホールの外側にあたる領域 I と全く同じ構造の領域 IV が生み出される。I と IV は空間的には 2 次元球面で接しているが, 2 つの領域を行き来することはできない。

このように, 高次元重力理論でも, 光が脱出できない領域としての球形のブラックホール解が常に存在し, その半径は Newton 理論における脱出速度に基づく評価と一致する。もちろん, この半径の厳密な一致は偶然の結果と思われるが, 重力の作用が普遍的であることがブラックホールが生まれる理由であるという Laplace の洞察は正しい。4 次元との違いは, 高次元ほど重力が源からの距離と共に早く減衰する点でのみである。

3. 3 次元時空の特殊性

それでは, 3 次元時空ではどうなるのであろうか? 計量 (7) で $D = 3$ とおいてみると分かるように, 解答は, (宇宙項がゼロの) 3 次元真空解はすべて局所平坦, すなわち局所的に Minkowski 時空と等長になるというものである。この結果は, 3 次元時空では, Riemann 曲率テンソルが Ricci 曲率で完全に決まってしまうことに起因する。真空中では Einstein 方程式より Ricci 曲率がゼロなので, Riemann 曲率もゼロとなってしまうのである。言い換えれば, 3 次元では重力は長距離力ではなく, 物質の存在するところのみに作用する。

この物質の作用を見るために, 回転対称で静的な時空を考える:

$$ds^2 = -e^{2\phi(\rho)} dt^2 + e^{2\xi(\rho)} d\rho^2 + \rho^2 d\varphi^2. \quad (12)$$

この時空に対する Einstein 方程式の (t, t) 成分より, Hamiltonian 拘束条件 ${}^2R = 2\kappa^2 \mu$ が得られる。ここで, 2R は $t = \text{一定面}$ のスカラー曲率で ${}^2R = (2\xi'/\rho)e^{-2\xi}$ で与えられる。いま, 物質が原点近傍 $\rho < \rho_0$ に集中しているとすると, この拘束条件を空間積分することにより,

$$M = \int d\rho d\phi d\mu e^{\xi} \rho = \frac{2\pi(1-\alpha)}{\kappa^2}. \quad (13)$$

ここで, $\alpha = e^{-\xi(\rho_0)}$ である。同じ結果は, (7) で $D = 3$ とおいても得られる。特に, 物質が原点に置かれた質量 M の質点の場合には, 時空は局所平坦なので, $\rho > 0$ で $e^{\xi} = 1/\alpha = \text{定数}$ となるが, その値は 1 と異なる。これは, 空間が平面でなく, 円錐になっていることを意味する。実際, $\tilde{\rho} = \rho/\alpha, \tilde{\varphi} = \alpha\phi$ と置くと, 空間計量は Euclid 平面の標準計量 $d\tilde{\rho}^2 + \tilde{\rho}^2 d\tilde{\varphi}^2$ となるが, $\tilde{\varphi}$ の変域は $[0, 2\pi)$ から $[0, 2\alpha\pi)$ に変化する。すなわち, 3 次元時空では, 物質の生み出す重力は実は局所

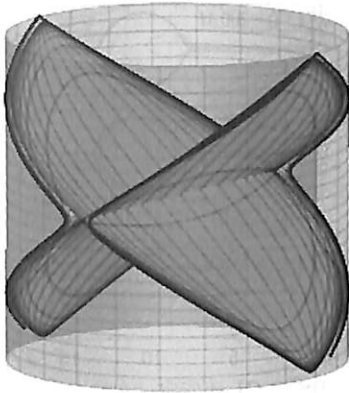


図4 BTZ ブラックホールのホライズン. 外の円筒は, (t, χ, ϕ) 座標系での adS^3 時空の無限遠 $\mathcal{I}: \chi = \pi/2$. BTZ ブラックホールの DOC は, 葉っぱ型のホライズンの両端と無限遠をつなぐ2つの膜 ($\theta = \pm\pi$) を同一視して得られる.

的ではなく,むしろ時空全体に大きな影響を及ぼすのである.特に, $\Lambda = 0$ のとき,3次元では漸近的に平坦なブラックホール解は存在しない.

宇宙定数 Λ がゼロでないときも,やはり3次元真空解は局所的に de Sitter 時空 dS^3 ($\Lambda > 0$) ないし局所的に反 de Sitter 時空 adS^3 ($\Lambda < 0$) となる.しかし, adS^3 は,適当なチャートを取ると,計量が次のように半径 $R = l$ ($\Lambda = -1/l^2$) の Killing ホライズンをもつ形で表される:

$$ds^2 = -\left(\frac{R^2}{l^2} - 1\right) dt^2 + \frac{dR^2}{R^2/l^2 - 1} + R^2 d\theta^2. \quad (14)$$

この解は BTZ ブラックホール解と呼ばれる. adS^3 の計量は,その全体を覆う座標系 (t, χ, ϕ) ($0 \leq \chi < \pi/2, 0 \leq \phi < 2\pi$) を用いて

$$ds^2 = \frac{1}{\cos^2(\chi/l)} (-dt^2 + d\chi^2 + \sin^2 \chi d\phi^2) \quad (15)$$

と表されるが, BTZ 解はその部分領域の境界を同一視により貼り付けて得られる (図4参照).

4. ブラックストリングとブラックブレーン

これまで,球対称な時空に限って,4次元以外でのブラックホール解を見てきたが,球対称性の要請を外すと,4次元ブラックホールを高次元に拡張する自由度が増し,様々なブラックホールもどきが現れる.最も単純な拡張は, d 次元時空の真空解 (M_1, g_1) と m 次元 Riemann 空間 (M_2, g_2) の直積 $(M, g) = (M_1 \times M_2, g_1 \oplus g_2)$ である:

$$ds^2 = (g_1(x))_{ab} dx^a dx^b + (g_2(y))_{mn} dy^m dy^n. \quad (16)$$

計量がこのように直和となっていると, Ricci 曲率も

$$\text{Ric}(g) = \text{Ric}(g_1) \oplus \text{Ric}(g_2) \quad (17)$$

と直和になる.このため, g_1 が $\Lambda = 0$ の真空解で $\text{Ric}(g_2) = 0$ なら, g も真空解となる.特に, (M_1, g_1) がブラックホール解で (M_2, g_2) が Euclid 空間のとき,それらの積で得られる解をブラックブレーン解という. \mathcal{H}_1 を (M_1, g_1) の Killing ホライズンとすると, $\mathcal{H} = \mathcal{H}_1 \times \mathbb{R}^m$ がブラックブレーンの Killing ホライズンとなる.

ブラックブレーン解の中で最も簡単なものはブレーンが1次元 ($m = 1$) の場合で,ブラックストリング (以下, BS) と呼ばれる.計量は

$$ds^2 = g_{\mu\nu}^{\text{bh}}(x) dx^\mu dx^\nu + dy^2 \quad (18)$$

となる.前節で述べたように, $\Lambda = 0$ のとき,3次元時空ではブラックホール解がない.このため,4次元時空には BS 解は存在せず,5次元以上の時空で初めて現れる.例えば, g^{bh} として4次元の Schwarzschild 解を用いると5次元の Schwarzschild BS が,4次元回転ブラックホール解である Kerr 解を用いると, Schwarzschild BS を回転させた Kerr BS が得られる.

ホライズン半径 r_h の $(d+1)$ 次元 BS 解に d 次元の意味で球対称で y 方向に $\cos(ky)$ に比例した周期的な摂動を加えると (図5上), その摂動は波長 $\lambda = 2\pi/k$ がホライズン半径程度のある臨界値 $\lambda_* = cr_h$ (c は d により決まる1程度の定数) を超えたとき指数関数的に増大することが示される [R. Gregory, R. Laflamme (1993)]. この不安定性は発見者の名を取って Gregory-Laflamme 不安定 (以下, GL 不安定) と呼ばれている.この不安定性の発見は高次元ブラックホールの研究に様々な側面で大きな影響を与えた.まず,この GL 不安定の行き着く先が問題となり,非一様な BS 解が探索された.その結果,図5に示したように,次第にホライズン半径が y 方向に大きく変動する非一様 BS 解の1径数族,さらにホライズンのくびれがちぎれて,球形のホライズンが周期的に並んだ籠入り (caged) ブラックホール^{*1} と呼ばれる解の族が発見された [T. Wiseman (2003); 工藤秀明, T. Wiseman (2004, 2005)].

これらの解のホライズン面積を比べてみると,周期

*1) この解の一周期分を切り出し両端を同一視すると, y 方向が S^1 となるので,ブラックホールがあたかも cage (籠) に閉じ込められたように見えるのでこの名がついた.

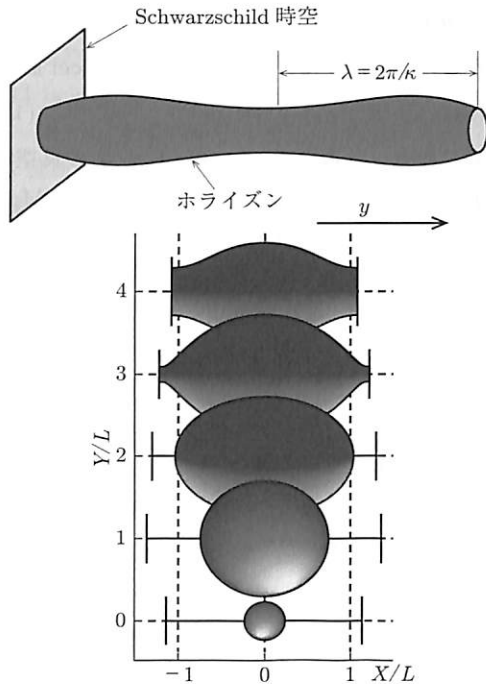


図5 非一樣 BS および籠入りブラックホールのホライズン形状 (下図は文献 1) を改変).

を一定にするとき、籠入りブラックホールの面積が最大となることが分かった。ブラックホール熱力学の考え方に従うと、ホライズン面積はエントロピーと解釈されるので、GL 不安定性により BS は最大エントロピーの籠入りブラックホールへと移行すると期待される。ところが、この移行を起こすためには、ブラックホールホライズンがちぎれるという位相変化を起こさないとはいけませんが、これはブラックホールの不分岐定理 [S.W. Hawking, G.F.R. Ellis (1973)] により禁止されている。

このパラドクスに決着をつけたのは、Luis Lehner と Frans Pretorius である²⁾。彼らは、GL 不安定の成長を数値シミュレーションにより直接計算し、次のような驚くべき結果を得た (図 6)。まず、非一樣 BS のホライズンは、くびれが小さくなると共に伸びて細いチューブ状のホライズンに移行。さらにその細い BS に GL 不安定が生じ、さらに細いチューブ状ホライズンでつながったブラックホールへ移行。このプロセスを無限に繰り返し、最終的に様々なサイズのブラックホールが無限に細い長短のチューブ状ホライズンでつながったフラクタル的構造に収束。この最終構造の曲率は非有界。すなわち、非一樣 BS はより安定な籠入りブラックホールに限りなく近づくものの、特異点の

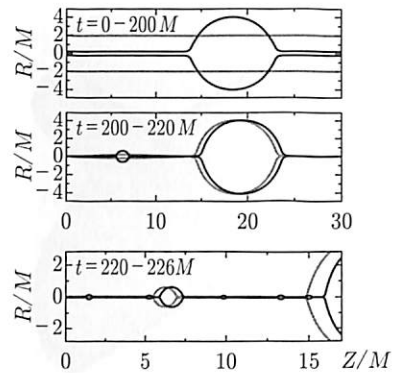


図6 BS の GL 不安定 (文献 2) を改変.

発生により完全な移行は果たせないというものである。この結果は、高次元ブラックホールの世界の豊かさと複雑さを示す良い例となっている。

5. 回転するブラックホールとブラックリング

球対称からのずれが現れるもう一つの状況は、ブラックホールの回転である。角運動量の保存則から予想されるように、4次元では回転する天体が重力崩壊を起こすと、回転するブラックホールが作られ、その定常終状態は Kerr 解で与えられることが知られている。実は、4次元では、真空回転定常ブラックホール解は必ず軸対称であることが一般に示される (回転ブラックホールの剛性定理 [S.W. Hawking (1972)])。さらに、宇宙項 $\Lambda = 0$ のとき、連結なホライズンを持ち漸近的に平坦で正則という条件を課すと、真空回転定常ブラックホール解は Kerr 解に限られ、質量と角運動量で分類されることが示される (回転ブラックホールの一意性定理 [B. Carter (1972); P.O. Mazur (1982)]).

この Kerr 解のホライズンは扁平で軸対称ではあるが球対称ではない。Schwarzschild 解と同様に、この回転ブラックホール解にも高次元の対応物が知られており、宇宙項がゼロの場合は Myers-Perry (MP) 解 (1986) と呼ばれる。

Schwarzschild ブラックホールや Kerr ブラックホールは摂動的に安定であることが示されている [C.V. Vishveshwara (1970); B. Whiting (1989)]。また、Tangherlini ブラックホールも安定である [石橋明浩, 小玉英雄 (2003)]。これに対して、高次元回転ブラックホールはしばしば不安定性を示す。一般に、 D 次元時空での回転ブラックホールは、 D が奇数のとき $N = (D-1)/2$ 個、 D が偶数のとき $N = (D-2)/2$ 個の独立な角運動量パラメータをもつが、特に、6次元

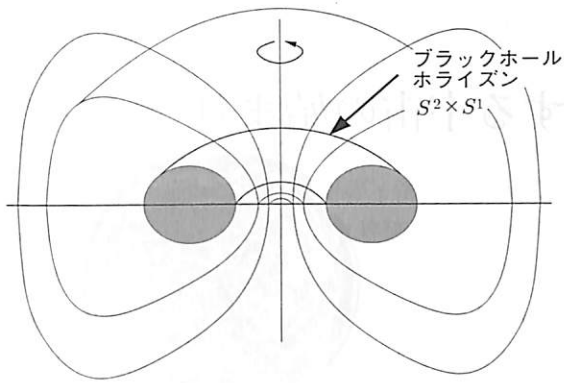


図7 5次元ブラックリング解.

以上のMPブラックホールで N 個の角運動量パラメータのうち1個のみが非ゼロとなる場合には、その大きさに上限がなくなり、超高速回転が可能となる。この超高速回転ブラックホールは、ブラックプレーンに類似する構造をもち、摂動に対してGL不安定と同種の不安定性を示す [Empanan R, Myers RC (2003)]³⁾。

では、この不安定性の行き着く先はどのような状態であろうか？ その一つの可能性が、ブラックリング(BR)と呼ばれるホライズンが $S^2 \times S^1$ の位相を持ったブラックホール解である(図7)。このブラックリング解は、最初、ディラトンと呼ばれるスカラ場と電磁場を含む Einstein 理論において、加速運動する磁気モノポールブラックホールを記述する4次元解が、適当な解析接続と再解釈により5次元真空解と見なせることを用いて、ある意味偶然の産物として、Roberto Emparan と Harvey Reall により2001年に発見された。この5次元解は、ホライズンが $S^2 \times S^1$ の位相をもつが、本来2個ある独立な角運動量のうち、 S^1 方向に対応する成分のみがゼロでないブラックリングを表していた。その後、Belinsky-Zakharov 法と呼ばれる Einstein 方程式の解の変換論を用いてブラックリング解を生成する方法が日本人を中心とした研究者により開発され、2006年には2つの独立な角運動量を持つ漸近的に平坦で正則なブラックリング解が A.A. Pomeransky と R.A. Senkov により発見された。また、ブラックサターンと呼ばれるブラックホールの周りをブラックリングが回る解や、複数のブラックリングの共存する解が次々と発見された。

5次元時空では、これらのブラックリング族と回転ブラックホールが不安定性により結びつくのかどうかはまだはっきりしていない。これは、5次元時空では、4

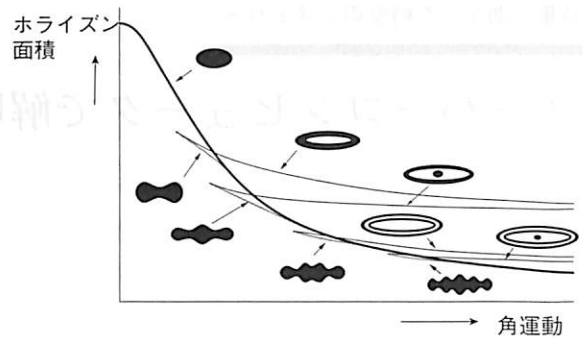


図8 6次元以上の回転ブラックホールの不安定性と相図(文献3)を改変。

次元と同様に回転ブラックホールの角運動量パラメータに上限があり、超高速回転の状況が実現されないためである。これに対して、角運動量に上限がなくなる6次元以上では、ブラックプレーンのGL不安定から予想されるように、角運動量がある臨界値に達すると、くびれ型の変形をした新たな解の族がMPブラックホールから分岐し、さらこの新たな族は特異解を介してブラックリング解の族につながっていることが数値的に示されつつある⁴⁾。この分岐は、飛び飛びの角運動量で生じ、より大きな角運動量で分岐する族ほどより複合的なブラックリング族へとつながることが予想されている(図8)。

6. 終わりに

以上見てきたように、最も単純な高次元版の Einstein 理論に限っても、高次元の時空構造は非常に豊かで、多様なブラックホールもどきが生息している。ただ、この高次元ブラックホール世界の探査はまだ緒に就いたばかりで、特に6次元以上の時空での全貌を明らかにするには新たな研究手法が必要とされている。若い世代の研究者の挑戦に期待したい。

参考文献

- 1) Kudoh, H. and Wiseman, T.: *Phys. Rev. Lett.* **94**, 161102 (2005).
- 2) Lehner, L. and Pretorius, F.: *Phys. Rev. Lett.* **105**, 101102 (2010).
- 3) Emparan, R. and Figueras, P.: *JHEP* **1011**, 022 (2010).
- 4) Emparan, R., Figueras, P. and Martinez, M.: *JHEP* **1412**, 072 (2014).

(こだま・ひでお, 高エネルギー加速器研究機構)