ブラックホール降着円盤入門

高橋博之 [1)]

[1)]National Astronomical Observatory of Japan, Mitaka, Tokyo 181-8588, Japan

July 26, 2017

本誌ではブラックホール降着円盤の基礎物理について簡単に解説します。特に降着円盤における重力、電磁気力、光 (輻射) の役割についてまとめ、これらが円盤にどのような影響を与えるのか紹介します。

Keywords: Black hole, accretion disks, magnetic field, gravity, radiation

1　ブラックホールの基礎

1.1　ブラックホールの半径

今やブラックホールという単語は誰もが聞いたことがある名前であり、その単語を聞くだけで様々な想像を広げられると思います。しかし、「ブラックホールとは何か」と聞かれると「一般相対性理論という難しい理論からでてくる不思議なもの」というイメージで理解するのは難しそうに思います。ブラックホールという単語を様々な言語に翻訳してみると、どの国の言語でも「黒い穴」という意味になるようで、ブラックホールは「夜空にぽっかりと浮かぶ黒い穴」という認識は世界で共通のようです。なぜ、夜空にそのような「黒い穴」が生まれるのかは置いておいて、ここではひとまずブラックホールの性質について見ていきましょう。

まずは普通の星を考えます。星の半径を r、質量を M とした時、その星からの脱出速度 $v_{\rm esc}$ はエネルギー保存の式から

$$v_{\rm esc} = \sqrt{\frac{2GM}{r}}, \tag{1}$$

となります。$G = 6.67259 \times 10^{-8}$ cm^3 s^{-2} g^{-1} は万有引力定数[1]です。重要なのは脱出速度は星の質量と半径のみで決まっており、星が重い程、そして星がコンパクトなほど脱出速度は大きくなります。例えば地球からの脱出速度は時速 40,000km 程度になります。

では光ですらも星から脱出できなくなるような非常に重力の強い天体はあるのでしょうか？試しに式 (1) に光速を代入 ($v_{\rm esc} = c = 3 \times 10^{10}$ cm s^{-1}) して r について解いてみます。すると

$$r = r_{\rm s} = \frac{2GM}{c^2} = 3.0 \times 10^5 \frac{M}{M_\odot}\ \mathrm{cm}, \tag{2}$$

が得られます。ここで $M_\odot = 2 \times 10^{33}$ g は太陽質量です。これは半径 r_s より内側から打ち出された光は無限遠に到達することが出来ないことを示しています。この半径はシュバルツシルト半径と呼ばれており、ブラックホールの半径に対応しています。通常の星の半径はシュバルツシルト半径よりも大きいため、光が無限遠に到達できない、ということはありません。例えば太陽の半径は 6.96×10^5 km ですが、そのバルツシルト半径は 3km 程度しかありません。従って太陽の光が地球に届かない、ということはありません。もし太陽を半径 3 km になるまでギューっと潰すことが出来れば、太陽はブラックホールとなります。ちなみに地球のシュバルツシルト半径は 1 cm 程度ですので 1 円玉程度まで潰さなければブラックホールになりません。

ここで上のような導出はミッチェルのブラックホールと呼ばれるもので、現在知られているブラックホールとは異なります[2]。ミッチェルのブラックホールでは無限遠まで光は届かないものの、ある半径までは光は飛んで行きます。つまり、シュバルツシルト半径より内側から出た光はシュバルツシルト半径を超えて飛んで行き、ある半径で引き返して再びブラックホールに戻って来ます。従って無限遠の観測者からはブラックホールを観測することは出来ないけれども、ある程度ブラックホールに近づけば光を使ってブラックホールの中を見ることが出来ます。つまりこのブラックホールは黒くありません。アインシュタインの一般相対性理論からブラックホールの存在を予言したのはシュバルツシルトです。1915 年の事でアインシュタインの論文の出版年と同年に発表されました。このブラックホールは発見者の名前を取ってシュバルツシルトブラック

[1]天文分野では cgs 単位系を使う習慣があります。本誌でも基本的には cgs 単位系を用いることにします

[2]1783 年のことです。その数年後にラプラスも同様のブラックホールを提唱しています。この頃は dark star と呼ばれていました。

ホールと呼ばれています[3]。こちらのブラックホールはシュバルツシルト半径を超えて光が出てくることはありません。しかし、一般相対性理論から導かれるブラックホール半径は、上記のミッチェルのブラックホールのものと一致するのです。これは完全に偶然だと思いますが、係数まで一致するのは不思議なものです[4]。

では実際のブラックホールの大きさはどの程度なのでしょうか？ブラックホールはその質量ごとに、恒星質量ブラックホール、中間質量ブラックホール、巨大ブラックホールという呼び名で呼ばれています。恒星質量ブラックホールはその名の通り、恒星 (太陽) 程度の質量を持っており、おおよそ 10-100 倍の太陽質量です。この恒星質量ブラックホールは恒星がその一生を終える時に超新星爆発を起こし、その残骸として形成されます。巨大ブラックホールは太陽の 100 万倍-100 億倍程度の質量を持っており、銀河中心に存在しています。太陽のシュバルツシルト半径が 3km でシュバルツシルト半径は質量に比例するので、太陽の 100 億倍の質量を持つブラックホールの半径は 3×10^{10}km にもなります。これは太陽系すべてを飲み込む半径です。銀河中心にあるブラックホールがいかに大きいかがわかりますね[5]。

1.2 重力ポテンシャル

ブラックホールの作る重力ポテンシャルはどうなるのでしょうか？ニュートン物理における重力ポテンシャルは以下のように書けます。

$$\phi_{\rm NR} = -\frac{GM}{r} = -\frac{c^2 r_{\rm s}}{2r}, \tag{3}$$

ここで添字の NR は非相対論 (Non Relativistic) という意味で、最後の式はシュバルツシルト半径を用いました。一般相対論を考慮したシュバルツシルトブラックホールの重力ポテンシャルは以下のように書けます。

$$\phi_{\rm GR} = -c^2 \ln \sqrt{1 - \frac{r_{\rm s}}{r}}, \tag{4}$$

添字の GR は General Relativity、つまり一般相対論から導かれた、という意味です。式 (3) と見比べると随分と印象が違うように見えます。実際にプロットしたのが Figure 1 です。ニュートン重力 (一点鎖線) は $1/r$ に比例して減衰し、$r = 0$ で発散します。一方で一般相対論から導出される重力ポテンシャル (実線) はニュートン重力よりも深く、特に $r = r_{\rm s}$ で発散します。これこそがブラックホールの表面が $r = r_{\rm s}$ にあることを示しています。つまり、$r = r_{\rm s}$ で重力ポテンシャルは無限に深くなるため、いかなる物もシュバルツシルト半径からは抜け出すことが出来ないことを表しています。

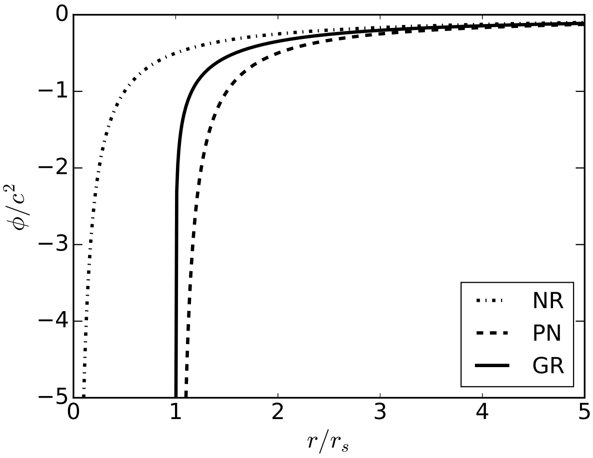

Fig. 1 ニュートン重力 (一点鎖線)、擬ニュートン重力 (破線)、一般相対論を考慮した重力 (実線) による重力ポテンシャルの動径分布。横軸の半径はシュバルツシルト半径で規格化。縦軸のポテンシャルは光速の 2 乗で規格化。

ところで、一般相対性理論における重力ポテンシャルは式 (4) のように書けますが、実際に重力場中での運動を解くとなると測地線方程式と呼ばれる運動方程式や、一般化座標における流体方程式を解かなければならない等、かなり複雑になります。なんとかニュートン重力を修正して近似的に一般相対論効果を取り入れることは出来ないでしょうか？このような試みは Paczyński & Wiita (1980) によって行われ、以下のような式で表されます。

$$\phi_{\rm PN} = -\frac{GM}{r - r_{\rm s}} = -\frac{r_s c^2}{2(r - r_{\rm s})}, \tag{5}$$

添字の PN は pseudo-Newtonian potential（擬ニュートン重力) という意味です。式 (3) と比べると分母の r を $r - r_{\rm s}$ に変更しただけです。この擬ニュートンポテンシャルをプロットしたのが Figure 1 の破線です。一般相対性理論から導出される重力ポテンシャルと同様に $r = r_{\rm s}$ で発散していることがわかります。従って $r = r_s$ に実効的なブラックホールの表

[3] シュバルツシルトブラックホールはブラックホールの質量のみがブラックホールの性質を決めています。一方でブラックホールが回転している場合は質量の他に角運動量もブラックホールの性質を規定します。このようなブラックホールはカー・ブラックホールと呼ばれています。

[4] ブラックホールが回転している場合のブラックホール半径は $2GM/c^2$ からずれるので、やはり偶然なのでしょう。

[5] 我々の銀河中心にあるブラックホールの質量は太陽質量の 400 万倍なので、そのシュバルツシルト半径は 1 千万 km です。これは水星の公転半径程度です。

面が作られています。また重力ポテンシャルの深さも一般相対論から導出されるものよりは少し深いですが、ニュートン重力に比べればかなり正しい答えに近いこともわかります。

また、どの重力ポテンシャルも $r \to \infty$ では一致することがわかります。つまり、一般相対論効果はブラックホールの近傍では重要ですが、ブラックホールよりも十分遠方 $r >> r_\mathrm{s}$ ではニュートン重力は非常に良い近似であると言えます。

次にブラックホールの周りを回る質点の円運動 (ケプラー回転) を考えてみます。円運動の角運動量を l とするとニュートン力学では単位質量あたり l^2/r の遠心力が働きます。この遠心力が重力と釣り合うために必要な角運動量は

$$l_\mathrm{NR} = \sqrt{GMr} \tag{6}$$

となります。同様にして擬ニュートン重力の場合には

$$l_\mathrm{NR} = \sqrt{\frac{GMr^3}{(r - r_\mathrm{s})^2}}, \tag{7}$$

と書くことが出来ます。

一方で、一般相対論効果を正しく考慮すると、遠心力は $(1 - 3r_\mathrm{s}/2r)r\Omega^2$ という式で表されます。ここで Ω は角速度です。$r \simeq r_\mathrm{s}$ では $1 - 3r_\mathrm{s}/2r$ の項のために遠心力が小さくなっていることがわかります。ブラックホール近傍で重力に負けないくらい強い遠心力が働くためには、光速に近い猛烈なスピードでブラックホールのまわりを回る必要があります。するとアインシュタインの有名な式 $E = mc^2$ より、運動エネルギー E が大きいと慣性 m が大きくなるため、実効的に重力が強まります。その結果、重力と釣り合うのに必要な角運動量は

$$l_\mathrm{GR} = \sqrt{\frac{GMr^2}{r - 3r_\mathrm{s}/2}}, \tag{8}$$

となります。

これらケプラー角運動量をプロットしたのが Figure 2 上です。ニュートン重力では円運動に必要な角運動量は半径が減少するとともに単調に減少して、$r = 0$ では $l = 0$ に漸近します。一方でシュバルツシルトブラックホールの場合、ケプラー角運動量は $r = 3r_\mathrm{s}$ で極小値を持ち、それより内側では円運動のために非常に大きな角運動量が必要となります。先に述べたように、ブラックホール近傍では高速回転しなければ遠心力と重力が釣り合いませんが、高速回転することによって慣性が増えるため、実効的な重力が強くなるためです。Figure 2 下に重力と遠心力を合わせた質点に働く有効ポテンシャルを様々な角運動量でプロットしました。角運動量が大きい場合は大きな半径で円運動が可能ですが、角運動量を小さくしていくとその半径も小さくなり、$l = \sqrt{3}mcr_\mathrm{s}$、半径 $r = 3r_\mathrm{s}$ 以下では有効ポテンシャルは極小値を持たなくなります。つまり、半径 $r = 3r_\mathrm{s}$ 以下では質点は安定にケプラー運動を保つことができず、ブラックホールの強い重力によって引き寄せられて最終的にはブラックホールへと落下してしまいます。この半径 $r = 3r_\mathrm{s}$ は最内縁安定軌道 (innermost stable circular orbit, ISCO) と呼ばれ、ブラックホール降着円盤を理解する上で非常に重要な概念となります[6]。

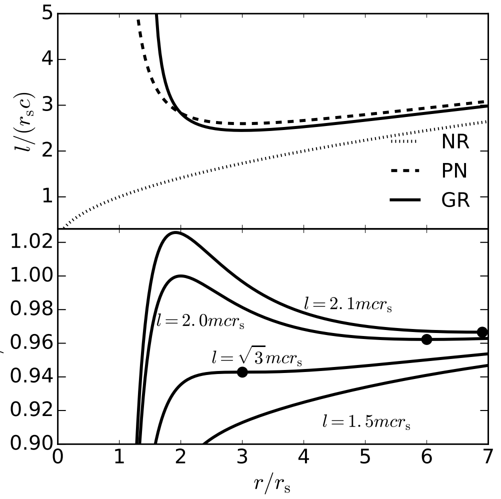

Fig. 2 上:ニュートン重力 (一点鎖線)、擬ニュートン重力 (破線)、一般相対論を考慮した重力 (実線) における円運動に必要な角運動量分布。横軸の半径はシュバルツシルト半径で規格化。縦軸の角運動量は光速とシュバルツシルト半径で規格化。下:一般相対論から導かれる質点の持つ有効ポテンシャルを異なる角運動量ごとにプロット。点は有効ポテンシャルの極小値の場所を示す。

では擬ニュートンポテンシャルの場合はどうでしょうか？この場合もシュバルツシルトブラックホールの場合同様、ある半径で角運動量は極小値を持ち、それより内側で発散します。面白いことに極小値となる半径 (=最内縁安定軌道) は $r = 3r_\mathrm{s}$ となり、一般相対論を正しく扱ったシュバルツシルトブラックホールの結果と完全に一致します！このように一般相対論効果を「お手軽に」取り入れることが出来るため、今でも擬ニュートンポテンシャルを用いた研究がされています。ただし、擬ニュートンポテンシャルはニュートンの重力ポテンシャルに修

[6]質量を持たない光の場合は $r = 1.5r_\mathrm{s}$ で円運動を描きます。

正を加えたものですが、シュバルツシルトブラックホールの場合は重力だけでなく、質点が光速に近い速度で回ることで実効的な慣性が増える、という効果の合わせ技によって最内縁安定軌道が導出されるため、物理は異なることに注意してください。

ところで、現在までブラックホールは直接観測されたことがありません。直接という意味は「ブラックホールの写真は撮られていない」という意味です。様々な状況証拠はあるのですが、ブラックホールは非常に小さいため、写真を撮ることが難しいのです。もし写真を撮ることが出来ると、後に見る降着円盤 (Figure 3 参照) の真ん中にぽっかりと黒い穴が見えるでしょう。その半径は最内縁安定軌道で決まります[7]。最内縁安定軌道はブラックホール質量に比例して大きくなるので、もしブラックホールの写真を撮ることが出来れば、ブラックホールの質量を決定することが可能となります。実はブラックホールの写真を撮るのと同様に、ブラックホールの質量を決定することは非常に難しいのです。現在 Event Horizon Telescope と呼ばれるプロジェクトにて、ブラックホールの電波写真を撮る試みが成されています。もしかしたら近年中にブラックホールの姿を見ることが出来るかもしれません。

1.3 相対論効果

ここでは少し話題を変えて、相対論効果がどういった時に必要になるのかを考えてみます。なぜこのようなことを考えるかというと、私は一般相対論的磁気流体シミュレーションを用いたブラックホール降着円盤の研究を行っており、学会等で発表すると時折、門外の方から「どれくらいの速度になったら相対論効果が重要になりますか？」という質問を受けます。正直この質問は難しく、さじ加減次第、という面もあります。その一方で、「どれくらいの速度」という表現は実は正しくなく、速度が小さくても相対論効果が重要だったりもします。ここではどういった時に相対論効果を取り入れるべきかを考えてみます。

相対性理論は特殊相対論と一般相対論があり、一般相対論は特殊相対論を含みます。しかし、ここでは一般相対論効果＝重力の効果、特殊相対論＝ $(E = mc^2)$ の効果、というように便宜的に分けることにします。

[7]実際には遠心力や重力だけでなくガス圧や輻射圧、ローレンツ力が寄与するため、最内縁安定軌道半径の位置は上記の見積もりよりもずれることが期待されます。また、ブラックホールの周りで光の軌道が曲げられる効果、円盤の回転によるドップラー効果、重力赤方偏移の効果のために円盤は見かけ上歪んだ形になります。

まず一般相対論効果（＝重力の効果）を考えてみます。先に見たように半径がシュバルツシルト半径よりも十分大きい場合、重力ポテンシャルはニュートン重力に一致します。従って一般相対論効果が必要となるのは $r \simeq r_{\rm s}$ の現象を調べたい場合です。特に最内縁安定軌道は一般相対論効果を考慮しなければ得られない現象でしたので (擬ニュートンでも近似的に扱えますが)、$r \simeq 3r_{\rm s}$ 程度の半径を扱う場合には一般相対論効果が必要です。

次に特殊相対論効果を考えます。アインシュタインの有名な式 $E = mc^2$ より、エネルギー E は慣性 m と同等です。この両辺を体積 V で割ると

$$e = \rho c^2, \tag{9}$$

が得られます。e はエネルギー密度、ρ は質量密度です。

はじめにエネルギー密度として流体の運動エネルギーを考えます。流体の運動エネルギー密度は $e = \rho v^2/2$ と表されます。ここで v は流体速度です。この運動エネルギーが慣性として働くのは運動エネルギーが慣性エネルギー ρc^2 と同程度である場合なので、式 (9) より

$$c^2 = \frac{1}{2}v^2 \simeq v^2, \tag{10}$$

となります。つまり、速度が光速に近づくと特殊相対論効果が重要になることを示しています。さらに、この効果は v/c の 2 次の効果であることを示しています。例えば流体の速度が $v = 0.1c$ 程度の場合、ニュートン力学の範囲で計算すると $(v/c)^2 = 0.01 = 1\%$ の誤差が出るわけです。天文学の特にシミュレーション分野では 1%程度は誤差の範囲と考えられることがしばしばあるので、流体速度が $0.1c$ 程度ならニュートン力学で十分だろう、と考えることも出来ます。しかし流体速度が $0.3c$ になると $(v/c)^2 = 0.09 \simeq 10\%$ になるため、特殊相対論効果が必要だ、という意見もあります。もちろんどこまで許されるかはさじ加減次第というところもあるので、これはあくまで 1 つの意見としてとらえてください。

次に熱エネルギーを考えます。内部エネルギー ϵ はポリトロピックな関係を仮定すると $\epsilon = p/(\Gamma - 1)$ と書く事ができます。ここで p はガス圧、Γ は比熱比です。この内部エネルギーが慣性エネルギーと同程度になるのは、式 (9) より

$$c^2 = \frac{1}{\Gamma - 1}\frac{p}{\rho} = \frac{1}{\Gamma(\Gamma - 1)}c_s^2 \simeq c_s^2, \tag{11}$$

ここで $c_s = \sqrt{\Gamma p/\rho}$ は音速です。つまり、流体の速度が遅くても音速が光速程度になる場合は、特殊相対論効果が重要となることを示しています。

ところで音速を光速で割ると

$$\frac{c_s^2}{c^2} = \frac{\Gamma p}{\rho c^2} = \Gamma(\Gamma-1)\frac{\epsilon}{\rho c^2} \simeq \frac{\epsilon}{\rho c^2}, \tag{12}$$

となります。右辺をよく見ると内部エネルギー ϵ が静止質量エネルギー ρc^2 を超えると音速が光速を超えるように見えます。圧力 p は温度 T と $p = \rho k_{\rm B} T/\mu m_p$ (k_B はボルツマン定数、μ は平均分子量、m_p は陽子質量) という関係があるので、この関係式を用いると温度が $T \simeq m_p c^2/k_{\rm B} \simeq 10^{13}$K を超える場合、音速が光速を越えてしましまします。もちろんこれは正しくありません。相対論的流体における音速は正しくは

$$c_s = \sqrt{\frac{\Gamma p}{\rho + (\epsilon + p)/c^2}}, \tag{13}$$

と表されます。分母に ρ の他にエンタルピー密度 $\epsilon + p$ が加わります。音波の速度は復元力となる圧力 (分子) と慣性 (分母) によって決まりますが、相対論的流体では質量だけでなくエネルギー（正しくはエンタルピー）も慣性に寄与するため (式 16 参照)、このような表式になります。ちなみに高温極限（相対論的極限、$\Gamma = 4/3$）では音速は $c_s = c/\sqrt{3} = 0.577c$ に漸近します。従ってこの側面から考えると温度が 10^{13}K に近い場合、もしくは流体速度が 0.58c に近い場合は特殊相対論効果が重要、とも言えます。

次は磁場のエネルギーについて考えます。磁場のエネルギー密度は cgs 単位系で $B^2/(8\pi)$ と書けます。従ってこのエネルギー密度が慣性エネルギー密度と同程度となるのは、式 (9) より

$$c^2 = \frac{B^2}{8\pi\rho} = \frac{1}{2}v_A^2 \simeq v_A^2, \tag{14}$$

となります。ここで $v_A = B/\sqrt{4\pi\rho}$ はアルヴェーン速度です。つまり磁場の観点から言うと、アルヴェーン速度が光速に近い場合は相対論効果が重要、という事ができます。また、音速と同様に磁場のエネルギー密度 $B^2/8\pi$ が静止質量エネルギー密度 ρc^2 よりも大きい場合、アルヴェーン速度が光速を超えてしまうように見えますが、これも正しくはありません。アルヴェーン速度の正しい表式は

$$v_A = \frac{B}{\sqrt{4\pi[\rho + (\epsilon + p)/c^2] + B^2/c^2}}, \tag{15}$$

となります。アルヴェーン波の速度は磁気張力による復元力と慣性の兼ね合いで決まりますが、特殊相対論の教えでは磁気エネルギー密度も慣性として働くため、分母に上記のような修正項が入ります。磁気エネルギー優勢なプラズマ中のアルヴェーン速度は光速に漸近します。

最後に輻射エネルギーについて考えます。これまでと同様に考えると、輻射のエネルギー密度 $E_{\rm rad}$ が静止質量エネルギー密度 ρc^2 と同程度になるときは相対論効果が必要になります。しかし、輻射の場合は多少事情が異なります。光とガスは吸収や散乱を通して相互作用します。光とガスが正面衝突する場合と後ろから衝突する場合で力の向きが変わることからわかるように、その相互作用は v/c の 2 次ではなく、1 次のオーダーとなります。具体的に外力が光による力のみの場合の流体の運動方程式を見てみると

$$\frac{\rho c^2 + \epsilon + p}{c^2}\frac{Dv^i}{Dt} = \frac{\gamma\chi}{c}\left[F^i_{\rm rad} - v^i E_{\rm rad} - v_k P^{ik}_{\rm rad} + \frac{v^i v_k F^k_{\rm rad}}{c^2}\right], \tag{16}$$

ここで D/Dt は Lagrange 微分、χ[cm^{-1}] は opacity(不透明度)、$E_{\rm rad}, F^i_{\rm rad}, P^{ij}_{\rm rad}$ はそれぞれ輻射エネルギー密度、輻射フラックス、輻射ストレスです。まず、左辺の $\epsilon + p$ はエンタルピー密度でエンタルピー密度が慣性として働いていることがわかります。非相対論の極限 $\epsilon, p << \rho c^2$ では $\rho c^2 + \epsilon + p \simeq \rho c^2$ となります。一方、右辺は光が opacity を通してガスと相互作用することを示しています。右辺第 1 項の輻射フラックスに比例する項は輻射によってガスが押されて加速されることを示しています。右辺第 2、3 項は放射抵抗と呼ばれる項で減速を表しています。例として一様な輻射場中におけるガスの流れを考えます。この場合、ガスは光に運動量を渡して減速します。これは式から見て分かる通り v/c の 1 次のオーダーになります。右辺 4 項は v/c の 2 次の項で相対論的な補正項です。

このように相対論効果といっても様々な効果があり、速度 (=運動エネルギー) が大きいだけでなく内部エネルギーや磁気エネルギーが慣性エネルギーと同程度になる場合に相対論効果が重要になります。もちろん重力が強い（シュバルツシルト半径程度の現象を見たい）場合には一般相対論効果も重要となります。

一方で、非相対論でどんなに頑張っても記述することが出来ない一般相対論効果があります。それはブラックホールの回転の効果です。シュバルツシルトブラックホールは回転していないブラックホールでしたが、一般にはブラックホールは回転していても構いません。このようなブラックホールは発見者 (Einstein 方程式から解を導出した人) の名前を取ってカー・ブラックホールと呼ばれています。カー・ブラックホールはシュバルツシルトブラックホールと異なる様々な特異な性質を持ちます。その一つがエルゴ領域の形成です。ブラックホールが回転していると、その周りの時空もブラックホールに引きずられて回転します。これは’ 時空の引きずり’

と呼ばれる現象でエルゴ領域内で顕著になります。エルゴ領域内ではブラックホールの回転と逆方向に運動することが出来ません。また、磁場が回転するブラックホールを貫く場合、ペンローズ効果によってブラックホールの回転エネルギーが引き抜かれ、磁力線に沿ってポインティングフラックスが生じます。この磁場を通したペンローズ効果は Blandford & Znajek (1977) 効果と呼ばれ、ブラックホール降着円盤で時折観測されるジェットと呼ばれる高速噴出流の起源になっているのではないか、と考えられています (Figure 3 参照)。これらの効果は決してニュートン重力や擬ニュートン重力では現れない現象です。従ってブラックホール降着円盤の活動性を正しく理解しようとする場合はニュートン重力や擬ニュートン重力で近似することはできず、一般相対論効果を正しく取り扱う必要があります。

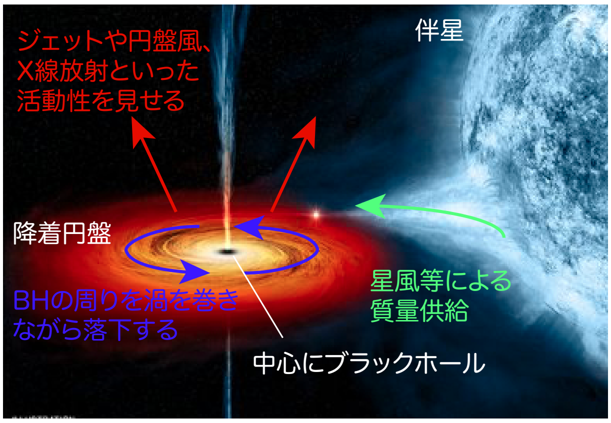

Fig. 3 ブラックホール降着円盤の概念図。https://www.nasa.gov/mission_pages/chandra/multimedia/cygnusx1.html を一部改変。©NASA/CXC/M.Weiss.

2 降着円盤

ここまでは孤立したブラックホールを考えていました。しかしブラックホールはその名の通り’ブラック’で見えないため、孤立したブラックホールを見つけることは難しいです[8]。しかしブラックホールへの質量供給がある場合、非常に明るく輝きます。例えば恒星質量ブラックホールが伴星と呼ばれる星を伴う場合、伴星からの質量供給によって明るく輝きます。このような天体 (現象) はブラックホール連星と呼ばれ、X 線で非常に明るく輝きます[9]。図 3 に X 線連星の概念図を示しました。この系は質量 $M = 10 \sim 10^2 M_\odot$ を持つ恒星質量ブラックホールと恒星からなります。恒星は太陽のような天体で、その表面からは星風と呼ばれるガス (プラズマ) 風を噴出しています。このガスの一部はブラックホールの重力によって束縛され、ブラックホールへと落下します[10]。しかし、伴星自身が角運動量を持っているため、星風として噴出するガスも角運動量を持ちます。従ってごく一部の運の良い（悪い？）ガスはブラックホールへと一直線に落下しますが、大半のガスはブラックホールの周りをグルグルと周回します。これが降着円盤です。降着円盤内では後に述べるある種の乱流粘性が働き、角運動量が外向きに運ばれます。この角運動量輸送が重要で、角運動量輸送がなければガスはブラックホールの周りを回るだけで落下しません。角運動量が輸送されることでガスが落下し、重力エネルギーを解放することが出来ます。そのエネルギーはガスの運動・熱エネルギーや磁気エネルギーに転換されます。さらにその一部は放射エネルギーへと転換されていきます。

こうして角運動量を失ったガスは最終的に最内縁安定軌道に到達し、ブラックホールへと吸い込まれていきます。一方で一部のガスは円盤風やジェットといった噴出流によって星間ガスへと撒き散らされていきます。ここで言う円盤風とジェットという言葉ですが、どちらも噴出流で明確な定義はありません。大雑把に言えばジェットは非常に高速 (≃ 光速) で細く絞られた構造を持ち、円盤風は光速の 10%程度以下で噴出する、比較的広い開口角をもった噴出流です。例えば銀河中心に存在する超巨大ブラックホール ($M = 10^{6-10} M_\odot$) からは光速の 99%以上の速度で噴出するジェットが見つかっています。

このように降着円盤は重力エネルギーの解放によってその活動性を維持しているため、’単位時間にどれだけの量のガスがブラックホールへと落下 (降着) しているか’ が重要なパラメータとなります。

2.1 磁気乱流〜角運動量輸送の起源〜

円盤内のガスはブラックホールの周りをほぼケプラー回転しています。従ってその回転速度は半径に依存しており ($V_K = \sqrt{GM/r}$)、ブラックホールに近いほど速く回転しています。このように半径に依存

[8] 単体ブラックホールが見つかったという示唆はあります。また、ブラックホール同士が衝突合体した場合には重力波によって’見える’可能性はあります。

[9] 銀河中心にある巨大ブラックホールの場合は銀河内にあるガスが降着することで明るく輝きます。特に活動的な物を活動銀河核と呼びます。

[10] この他の過程として、星の外層において星の自己重力よりもブラックホールの重力の方が強い場合、星の外層はブラックホールへと流れ込みます。これはロッシュ・ローブオーバーフローと呼ばれており、星風よりも大量のガスがブラックホールへと落ち込みます。

した回転速度プロファイルを天文業界では差動回転や微分回転と呼んでいます。このような差動回転する円盤では隣り合う半径にあるガス間に働くトルクが角運動量輸送に効いているように思われます。

そこでこの円盤にはたらく応力を計算してみます。ブラックホールを中心とする円筒座標 (R, ϕ, z) を考え、円盤の回転軸は z 軸に平行となるようにとります。簡単のために円盤は軸対称 $(\partial_\phi = 0)$ かつ、$z = 0$ 面を境に対称と仮定します。この時、ϕ 方向の回転に伴う R 方向の応力は

$$t_{R\phi} = \eta\left(\frac{\partial v_\phi}{\partial r} - \frac{v_\phi}{r}\right) = \eta r \frac{d\Omega}{dr}, \tag{17}$$

と書けます。ここで $\eta = \rho\nu$ は dynamical viscosity で ν は kinematic viscosity です。この応力によって半径 R にある円盤面に働く力 G は

$$G(R) = 2\pi R \int R t_{R\phi} dz \simeq 4\pi R^3 \eta H \frac{d\Omega}{dR}, \tag{18}$$

となります。ここで H は円盤の半分の厚みです。

この R 面に働く力と $R - \Delta R$ 面 $(\Delta R << R)$ に働く力の差が、半径 R にある円環に働く実効的な力 F_ϕ となり

$$2\pi r \cdot r F_\phi = \frac{dG(r)}{dr}, \tag{19}$$

となります。

ではどれくらいの時間スケールで角運動量が輸送されるのでしょうか？粘性のタイムスケールは $\tau_{\rm vis} \sim r^2/\nu$ です。分子粘性を仮定すると kinematic viscosity の大きさは $\nu \sim v_{\rm mol} l_{\rm mol} \sim 10^3 {\rm cm}^2\ {\rm s}^{-1}$ 程度となります。ここで $v_{\rm mol}$, $l_{\rm mol}$ は分子のランダム速度と平均自由行程です (典型的な値 $r \sim 10^{11}$ cm, $\rho \sim 10^{-8}$ g cm^{-3} を用いました)。これより粘性の時間スケールは $t_{\rm vis} \sim 3 \times 10^{11}$ year となります。つまり 1 千億年以上もかかってようやくガスがブラックホールに落ちることができるわけです！これでは宇宙年齢より長くなってしまい、観測されるような活動性を説明出来ません。言い換えれば、降着円盤中のガスのレイノルズ数は非常に大きい $(\mathcal{R}_e \gtrsim 10^{12})$ のです。そこで次に粘性の起源が乱流粘性だと思うと $\nu_{\rm turb} \simeq v_{\rm turb} l_{\rm turb}$ と評価できます。ここで $v_{\rm turb}, l_{\rm turb}$ はそれぞれ乱流速度と乱流によって作られる渦のサイズです。それぞれの大きさが音速と円盤の厚み程度だと思うと $t_{\rm vis} \sim 10^7{\rm s} \sim 1$ year となります。ブラックホール連星の活動は数ヶ月程度の時間変動を持つため、この値はもっともらしい値といえます。

ではこの乱流粘性の正体は一体何なのでしょうか？ここで磁場が重要な役割を果たします。円盤内

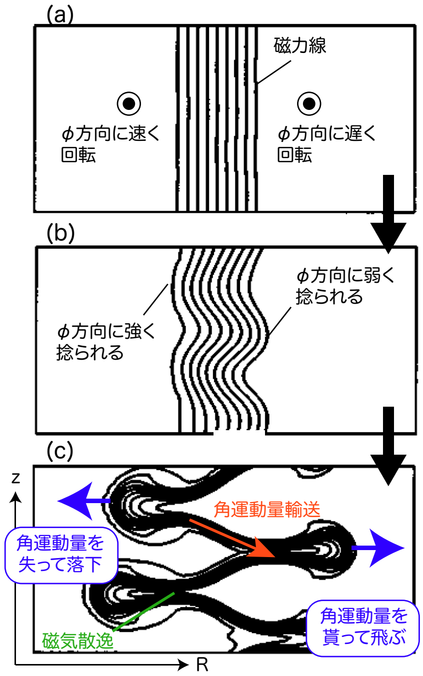

Fig. 4　円盤内での磁気回転不安定性の成長の磁気流体シミュレーション結果。Balbus & Hawley (1998) を一部改変。

は差動回転しており、その円盤を磁場が貫いていると磁力線が捻られ、その磁気トルクによって角運動量が輸送されます。差動回転する円盤に磁力線が突き刺さった状態は不安定なため、これを磁気回転不安定性 (Magnetorotational Instability, MRI) と呼んでいます。この不安定性は Hawley & Balbus (1991) によって’再発見’されました。再発見という意味はすでに Velikhov (1959) と Chandrasekhar (1961) によって発見されていたのですが、当時誰もそれに気づいていなく、後になって再発見であることがわかったのです。特に Chandrasekhar (1961) は有名な本なのですが、時にはこのようなこともあるようです。

さて、話を MRI に戻します。図 3 は円盤の一部を取り出した磁気流体シミュレーションの結果です。円盤は軸対称を仮定して $R - z$ 面のみを考えており、初期に円盤に突き刺さる z 軸に平行な磁場を考えています (図 3-a)。ここに少しゆらぎがあったとします。すると図 3-b のようになります。この時、左側に揺らいだ部分はブラックホールに近く、回転速度が速いため、磁力線は強く ϕ 方向に捻られます。一方で右側に揺らいだ部分は回転速度が遅いため、磁力線は ϕ 方向に弱く捻られます。こうしてトロイダル磁場 B_ϕ が形成されます。すると磁気ト

ルク $B_R B_\phi/4\pi$ が生まれます。これによって角運動量が外向きに輸送されます。言い換えると左側で速く回っているガスは磁力線の磁気張力によって減速されます。すると元々は重力と釣り合うようにケプラー回転していたのに減速されるため、このガスはより内側へと落下していきます。一方で右側にあるガスはより速く回る内側のガスに磁力線を通して引きずられるため、速く回転しようとします。こうして外側のガスは角運動量をもらってブラックホールから遠方へと流れていきます。このように降着円盤のガスはすべてブラックホールへと落下するわけではありません。円盤の全角運動量が保存するわけですから、角運動量を失ってブラックホールへと落下するガスもあれば、角運動量をもらって外側へと飛ばされていくガスもあります。

磁場が強すぎる場合、磁力線はあたかも硬い針金のようになるため、図 3-b のように磁力線が捻られることはなく、MRI は働きません。この MRI が成長するための条件は

$$\lambda > \frac{v_A}{\Omega} \sim \frac{H}{\sqrt{\beta}}, \tag{20}$$

となります。ここで λ は成長波長、$\beta = p_{\rm gas}/p_{\rm mag}$ はプラズマベータでガス圧と磁気圧の比、H は円盤の厚みです。この式から円盤内で MRI が成長する ($\lambda < H$) ためにはプラズマベータが 1 より大きければよい、というのが MRI の成長条件となります。通常のブラックホール降着円盤ではこの条件が満たされてるため、MRI は非常に効率的な角運動量輸送を行う機構であると考えられています。

この差動回転と MRI によって円盤内では運動エネルギー (=重力エネルギー) が磁気エネルギーへと変換されます。これを円盤ダイナモと呼びます。円盤ダイナモによって増幅された磁気エネルギーの一部は磁気リコネクションによって再びガスのエネルギーへと転換され、その一部は光エネルギーへと変換されて明るく輝きます。従って円盤内のエネルギー変換を正しく理解するためには磁気リコネクション過程、特にどの程度のエネルギーが電子、または陽子に渡り、さらに陽子と電子の衝突によってどの程度エネルギー交換がなされるのか、ということが問題となります。特に電子は制動放射やシンクロトロン放射によって X 線や電波を出します。またコンプトン散乱によって光子を高エネルギーに叩き上げ、その結果出てくる光が観測されるため、電子のエネルギーを決定することは最重要課題の一つです。しかし残念ながらこの過程は天文分野ではほとんど理解されていません。今後のプラズマ物理の発展を待つばかりです。

2.2 エディントン光度

MRI によって円盤内では角運動量が輸送され、ガスはブラックホールへと落下することを示しました。ではブラックホールが吸い込むことが出来るガスの量に上限はあるのでしょうか？単位時間当たりに吸い込まれるガスの量を質量降着率と呼び、$\dot{M}[{\rm g\ s^{-1}}]$ で表すことにします。先に述べた通り、降着円盤の活動性は重力エネルギーの解放によって担われているため、この物理量はブラックホールの活動性を記述する非常に重要な量となります。

質量降着率が上がると膨大なエネルギーが解放されるため、大量の光が発生します。この光は主に X 線で、電子は X 線と散乱することによって力を受けます。これを輻射圧（または輻射力）と呼びます。この輻射力が重力より強いとガスは吹き飛ばされてしまい、降着することが出来ません。この限界の光度を導出してみましょう。

強い X 線は重力ポテンシャルの深いブラックホール近傍から放出されると考えられるため、簡単のために 1 次元球対称で原点に質量 M のブラックホールがあり、そのすぐ近傍で光度 $L({\rm erg\ s^{-1}})$ で光る X 線源があると仮定しましょう。半径 r における輻射フラックス (単位時間あたりに単位面積を通過する光のエネルギー) はその定義より

$$F_r = \frac{L}{4\pi r^2}, \tag{21}$$

です。この光が運ぶ運動量フラックスは $F_r/c = L/(4\pi r^2 c)$ です。電子はこの光と散乱することにより、動径方向に力を受けます。電子の Thomson 散乱断面積を $\sigma_{\rm T}$ とおくと、電子が受ける外向きの輻射力 $f^r_{\rm rad}$ は

$$f^r_{\rm rad} = \frac{\sigma_{\rm T}}{c} F_r = \frac{\sigma_{\rm T}}{c}\frac{L}{4\pi r^2}, \tag{22}$$

となります。この電子は陽子と十分に衝突して運動量のやり取りをしていると仮定すると電子 (質量 m_e) と陽子 (質量 m_p) に働く内向きの重力は

$$f^r_{\rm grav} = \frac{GM(m_p + m_e)}{r^2} \simeq \frac{GMm_p}{r^2}, \tag{23}$$

となります。ここで円盤ガスは電子と陽子のみからなる完全電離ガスを仮定しました。

ガスが落下するためには式 (22) で与えられる輻射力が式 (23) で与えられる重力よりも弱い必要があります。これら 2 式から限界光度が得られます。

$$L < L_{\rm Edd} = \frac{4\pi c G M m_p}{\sigma_{\rm T}} = 1.25\times10^{39}\frac{M}{10M_\odot}\ {\rm erg\ s^{-1}}, \tag{24}$$

この光度をエディントン光度と呼び、この光度よりも高い光度を持つ場合はガスは吹き飛ばされて降着

することは出来ません。するとエネルギー供給が無くなるわけですから光度はエディントン光度よりも下がると考えられます。ここで面白いのはエディントン光度はブラックホール質量 (とその他の物理定数) のみで決まっており、半径に依存しません。これは重力も輻射フラックスも半径の逆二乗則に従うためです。従ってある半径で輻射力と重力がバランスしていれば、どの半径でもこれが成り立ちます。また、ブラックホール質量に比例してエディントン光度は大きくなります。

ではどれくらいの量のガスがブラックホールへと落下するとこの光度に達するのでしょうか？光度はガス降着量に比例するので $L = \eta \dot{M} c^2$ と書くことが出来ます。η はエネルギー変換効率で 0.1 程度です。これより臨界降着率 $\dot{M}_c$ を定義して

$$\dot{M}_{\rm c} = \frac{L_{\rm Edd}}{\eta c^2} = 1.4 \times 10^{18} \eta^{-1} \frac{M}{10 M_\odot} \ {\rm g\ s^{-1}} \quad (25)$$

となります。つまり 10 倍の太陽質量の場合、1 秒間に 10^{18}g 以上のガスが降着すると光度が上がりすぎてガスを吹き飛ばしてしまいます。あまり実感のわかない数字ですが、恒星質量ブラックホール ($M = 10M_\odot$) の場合 1 年で月 1 つ、巨大ブラックホール ($M = 10^8 M_\odot$) の場合、1 年間で太陽 1 つを飲み込む速度だと臨界降着率に達します。

実は様々なブラックホール候補天体[11]の中にはこのエディントン光度を超える天体があります。エディントン光度は中心天体 (ブラックホール) 質量に比例しているため、ある明るさで光る天体現象がエディントン光度を超えているかどうかを判断するためには中心天体の質量を正確に決定する必要があります。これは至難の業です。それにも関わらず、エディントン光度を超える天体があるようです[12]。

2.3 3 つの円盤モデル

降着率に応じて円盤はどのように変化するのでしょうか？再び円筒座標を考え、その原点にブラックホールがあるような座標系を取ります。円盤の回転軸は z 軸に平行となるようにとります。円盤の構造を解くためには流体力学方程式である連続の式、運動量保存の式、エネルギー方程式を解く必要があります。運動方程式やエネルギー式には光による放射冷却や加熱、輻射力、重力、粘性力が含まれます。さらに輻射を真面目に考える場合には輻射輸送方程式、粘性の起源として MRI を考慮するのであれば流体方程式ではなく磁気流体方程式を解く必要があります。しかしここでは円盤がどのような状態をとり得るか、を考えるだけなので簡単のためにエネルギー式のみを考えましょう。

定常状態を仮定するとエネルギー式は以下のように書けます。

$$\partial_j \left[\rho \left(\epsilon + \frac{p}{\rho} \right) v^j \right] - v^j \partial_j p = q^+_{\rm vis} - q^-_{\rm rad}, \quad (26)$$

ここで ϵ はガスの内部エネルギー密度です。$q^+_{\rm vis}, q^-_{\rm rad}$ は単位体積あたりの粘性による加熱率と放射による冷却率です。上付き添字の $\pm$ はそれぞれ加熱、冷却を示しています。この他にも熱伝導による効果や対流による効果も考えられますが、簡単のために無視します。

円盤は $z = 0$ 面を中心に $\pm z$ 方向に対して対称かつ軸対称 ($\partial_\phi = 0$) であると仮定します。このエネルギー式を z 方向に積分すると、得られる式は定常、軸対称の仮定から R の関数のみとなります。

$$Q^-_{\rm adv} = Q^+_{\rm vis} - Q^-_{\rm rad}, \quad (27)$$

右辺の $Q^+_{\rm vis}, Q^-_{\rm rad}$ はそれぞれ $q^+_{\rm vis}, q^-_{\rm rad}$ を z 方向に積分したもの、左辺は式 (26) の左辺に対応し、降着によって半径 R にある内部エネルギーが $-R$ 方向に輸送されるために、この半径の内部エネルギーが減少する効果を示しています。この式からわかるように加熱源は粘性項しかありません。この粘性加熱の起源はもちろん粘性によってガスが降着することによる重力エネルギーの解放から来ており、磁気リコネクションや MRI による乱流粘性といったプラズマ物理と密接に関係します。一方で冷却は移流による冷却項 $Q^-_{\rm adv}$ と放射による冷却項 $Q^-_{\rm rad}$ です。定常状態で式 (27) が成り立つためには、$Q^+_{\rm vis} = Q^-_{\rm adv}$ か $Q^+_{\rm vis} = Q^-_{\rm rad}$ しかありえません (もちろん移流冷却と放射冷却の和が粘性加熱と釣り合えば良いわけですから、冷却過程のどちらかだけで粘性加熱と釣り合う必要は必ずしもありません。しかし、ここでは極端な例を考えます)。

では放射冷却過程はどのようなものでしょうか？ブラックホール降着円盤は後で見るように非常に高温のため ($T \gtrsim 10^8$K)、円盤ガスはほぼ完全電離しているとみなせます。そのため、制動放射がもっとも重要な放射過程になります。制動放射による単位時間、単位体積あたりのエネルギー減少率は以下

[11] ブラックホールは非常に小さいため、天文学では観測から中心天体がブラックホールである、と決定出来ることは稀です。多分ブラックホールを起源に持つだろうと思われる天体を総じて' ブラックホール候補天体' と呼びます。

[12] エディントン光度を超えるブラックホール候補天体があるかどうかは現在でも論争が続いています。しかし、近年になって非常に明るい中性子星が見つかりました。中性子星の質量の上限は理論的にほぼ決まっています。その質量から見積もられるエディントン光度が観測される光度を下回ったため、臨界降着量を超える超臨界降着が実現することが観測的にわかりました。

のように書けます。

$$\dot{E}_{\mathrm{bremss}} = -\alpha r_e^2 m_e c^3 n^2 \mathcal{F}(T), \tag{28}$$

ここで α, r_e, m_e はそれぞれ微細構造定数、古典電子半径、電子質量ですべて定数です。$\mathcal{F}$ は温度の関数です。重要なのは n^2 で密度の 2 乗に比例して冷却率が上がることです。制動放射は電子が陽子に近づいてその軌道が曲げられることで光を出すわけですから、電子と陽子の密度の積、つまり密度の 2 乗に比例するわけです。

従ってガス密度が低い、言い換えれば質量降着率が低いときには放射冷却が効きません。このような円盤を放射非効率円盤 (Radiatively Inefficent Accretion Flow, RIAF, そのままですね) と呼ばれています。この円盤では $Q^+_{\mathrm{vis}} = Q^-_{\mathrm{adv}}$ が成り立っており、解放された重力エネルギーはそのまま熱 (内部) エネルギーとなってより内側へと運ばれていきます。

このような円盤は放射冷却が効かないため、非常に高温になります。大雑把には重力エネルギーの半分が熱エネルギーになると思うと (残り半分は運動エネルギー) その温度は $GM/r \sim kT/m_p$ より

$$T \sim 1 \times 10^{13} \left(\frac{r}{r_s}\right)^{-1} \mathrm{K}, \tag{29}$$

となります。つまりブラックホール近傍では 1 兆度以上にも達します。従って円盤ガスは完全電離状態となっています。円盤は非常に高温のため、ガスによる圧力勾配力が重力と同程度となり幾何学的に (z 方向に) 厚い円盤となります (Figure 5 右参照)[13]。また、放射冷却率が小さいということはあまり光を出していない円盤ですので非常に暗い円盤になります。

降着率が上がってくると RIAF 状態を保つことは出来ません。放射冷却率は密度の 2 乗に比例して大きくなるためにいつかは放射冷却が移流冷却に勝るためです。放射冷却率が粘性加熱率と釣り合うような円盤を標準円盤、もしくは提唱者の名前をとって Shakura & Sunyaev (1976) 円盤と呼びます (Figure 5 中央参照)。この円盤は放射冷却のために円盤ガスは冷え、10 太陽質量程度のブラックホールの場合は 1 億度程度、巨大ブラックホールの場合は 100 万度程度まで下がります。従って圧力勾配力があまり働かないために z 方向に潰れた、幾何学的に薄い円盤となります。

一方でこの円盤は幾何学的には薄いですが、光学的には厚い円盤となります。円盤内ではガスと光は熱平衡状態にあるため、出て来る光のスペクトルは黒体放射となります。しかし普通の黒体放射とは

[13] R 方向の力のバランスはほぼ重力＝遠心力となっています。

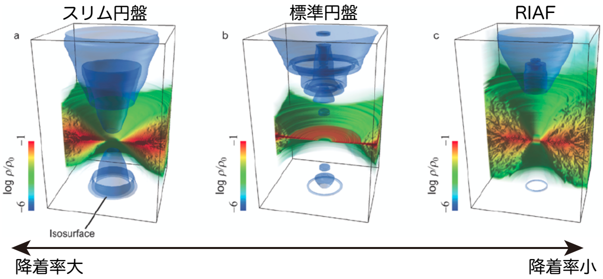

Fig. 5　左からスリム円盤、標準円盤、RIAF の非相対論的輻射磁気流体シミュレーション結果。Ohsuga & Mineshige (2014) を一部改変。

異なり、円盤黒体放射と呼ばれるスペクトルになります。円盤温度はブラックホールに近い程高くなるため、半径毎に異なる温度を持つ黒体放射の重ね合わせとして観測されます。黒体放射で光るわけですから、放射効率としては非常に高く、明るい円盤となります。

この標準円盤が実現するのは降着率が臨界降着率の 1% から臨界降着率程度の場合です。1%程度以下の場合は RIAF となります。では臨界降着率を超えるような降着率の高い (超臨界降着) 円盤はあるのでしょうか？このような円盤モデルはスリム円盤と呼ばれています (図 5 左参照)。スリム円盤は降着率が高いために大量の光を発生させます。しかし、円盤ガスから放出された光子は円盤内の電子と散乱するためになかなか円盤表面から外に出ることが出来ません。もしも光が円盤内部から表面へ散乱を繰り返しながら出てくる時間 (拡散時間) が、円盤ガスがブラックホールへと落下する時間に比べて長い場合には、せっかく作られた光は外に出て観測されることなく、ブラックホールに吸い込まれてしまいます。このような現象を光子捕獲と呼びます。この場合、内部エネルギーはガスでなく光のエネルギーが担っているものの、結局は移流によってエネルギーを捨てる (冷却する) わけですから $Q^+_{\mathrm{vis}} = Q^-_{\mathrm{adv}}$ が成り立っています。その意味で RIAF と非常によく似ています。この円盤は光子を大量に作るので標準円盤同様、非常に明るいのですが、放射効率という意味では低い状態になります。これはせっかく作られた光子の大半がブラックホールへと吸い込まれてしまうためです。

ところで臨界降着を超える超臨界降着は、光がガスを吹き飛ばしてしまうために不可能である、という話を §2.2 でしました。しかしスリム円盤では超臨界降着が可能です。これはどういうことでしょうか？§2.2 では極座標の動径方向のみの 1 次元的な降着を考えていました。しかし、円盤ガスは角運動

量を持つため、1 次元的な分布になりません。すると円盤内で発生した「過剰な」光は円盤表面から抜けて出ていくため、円盤内に光が溜まりすぎて円盤を吹き飛ばす事はありません。また、ブラックホールが光を吸い込んでくれることも助けてくれます。さらに §2.2 ではガス降着の向き ($-r$ 方向) と光の伝搬方向 ($+r$ 方向) は逆向きを考えていました。しかし、円盤内は光学的に厚く、光とガスはあたかも 1 つの流体のように運動しています。従って光がガスを押して吹き飛ばすということはありません。このような理由から臨界降着を超えた超臨界降着が可能なわけです。現在のシミュレーション研究では少なくとも臨界降着の数値 1,000-10,000 倍のガス降着が可能であることがわかっています。

このように超臨界降着が可能という事実は天文学的には非常に重要です。というのも恒星質量ブラックホールは超新星爆発によって形成されることを紹介しました。しかし銀河中心に存在する巨大ブラックホール（太陽質量の 100 万-100 億倍) がどのように形成されるのかはわかっていません。もし臨界降着程度でブラックホールがガスを吸い込んで太っていったとすると、10 倍の太陽質量程度から 100 億倍の太陽質量まで成長するのに 10 億年程度の時間がかかります。これでは観測される巨大ブラックホールの存在を説明出来ません。ブラックホールが成長するシナリオにはガス降着やブラックホール同士の合体が考えられますが、超臨界降着が可能である、という結果は前者のシナリオが可能であることを示しています。今後はガス降着シナリオとブラックホール同士の合体シナリオのどちらが (もしくは両方が) 現実に起こったのかを詰める必要があります。また超臨界降着が可能として、一体どの程度まで臨界降着を超えられるのか、という問題も未解決な問題として残っています。

3 今後の課題

前節では降着率に応じて 3 つの円盤モデルが存在すること、そしてその存在が数値シミュレーションによって確かめられていること (Figure 5) を紹介しました。しかし、降着円盤の課題はまだまだ山積みです。本当に円盤のとり得る状態は 3 つしかないのでしょうか？例えば降着率が RIAF と標準円盤の間の状態、もしくは標準円盤とスリム円盤の間の状態では何が起こるのでしょうか？理論的にはこの間の状態は不安定な状態だということがわかっていますが、実際何が起こるのかはわかっていません。一方で観測からは間の状態があるような示唆もあります。数値シミュレーションはこのような「中途半端な状態」を調べるのに最も適したツールです。計算時間や解像度の問題などまだまだ山積みですが、このような中途半端な状態を調べることは今後の重要課題の 1 つです。

また、本誌では詳しく紹介しませんでしたが、降着円盤からはジェットや円盤風といった噴出流が形成されていることが知られています。このような噴出流がどのようにして作られるのかもわかっていません。前節で紹介した円盤モデルは R 方向 1 次元的なモデルなので、噴出流のような多次元効果を扱うことは出来ません。この噴出流の起源を解明することもシミュレーション研究に課された課題です。

現在の数値シミュレーションによる研究の最先端は流体方程式の他に磁場 (磁気流体)、一般相対性理論、輻射輸送の効果を取り入れた一般相対論的輻射磁気流体計算です (McKinney et al. 2014;Sądowski et al. 2014;Takahashi et al. 2016)。しかしこの他にも低温円盤と円盤上空に存在する高温コロナの間の熱伝導の効果や、電子温度の効果を取り入れることも今後の課題です。特に電子温度を決定することは、観測されるスペクトルを説明するための最重要課題となっています。このためには電子温度も含めた 2 温度流体計算が必須となります。しかしこの場合、粘性加熱（や磁気リコネクションによる磁気的な加熱）によってどの程度のエネルギーが陽子や電子に渡るのかがパラメータとなってしまいます。またこの過程によって非熱的電子が生成されると、その電子によるシンクロトロン放射等によって非熱的放射が生成されるはずです。観測においてもこのような非熱的成分は観測されているのですが、それを説明する十分な理論モデルは存在しません。どちらにしてもこの問題を解決するためにはプラズマ物理の進展が鍵を握っています。

さらに降着円盤の研究は流体近似を用いた研究が主流ですが、巨大ブラックホール周りに形成される RIAF は円盤密度が低いため、円盤の一部は無衝突プラズマであると考えられます。そのような無衝突系プラズマにおいてダイナモがどのように成長し、角運動量輸送や磁気散逸による加熱が行われるのかはほとんど研究がなされていません (Kunz et al. 2016; Hirabayashi & Hoshino 2017; Hirabayashi & Hoshino 2017)。我々の銀河中心は降着率が低い状態にあり、ブラックホールは無衝突系プラズマに取り囲まれた状態にあると言えます。このような巨大かつ比較的近いところにあるブラックホールは非常に重要な観測対象であるため、天文学の観測家と理論家、そしてプラズマ物理の専門家が共同で研究を進める格好のターゲットとも言えるでしょう。

References

Balbus, S. A. & Hawley, J. F. 1998, Reviews of Modern Physics, 70, 1

Blandford, R. D. & Znajek, R. L. 1977, MNRAS, 179, 433

Chandrasekhar, S. 1961, Hydrodynamic and hydromagnetic stability, ed. S. Chandrasekhar

Hawley, J. F. & Balbus, S. A. 1991, ApJ, 376, 223

Hirabayashi, K. & Hoshino, M. 2017, ApJ, 842, 36

Kunz, M. W., Stone, J. M., & Quataert, E. 2016, Physical Review Letters, 117, 235101

McKinney, J. C., Tchekhovskoy, A., Sadowski, A., & Narayan, R. 2014, MNRAS, 441, 3177

Ohsuga, K. & Mineshige, S. 2014, Space Sci. Rev., 183, 353

Paczyński, B. & Wiita, P. J. 1980, A&A, 88, 23

Sądowski, A., Narayan, R., McKinney, J. C., & Tchekhovskoy, A. 2014, MNRAS, 439, 503

Shakura, N. I. & Sunyaev, R. A. 1976, MNRAS, 175, 613

Takahashi, H. R., Ohsuga, K., Kawashima, T., & Sekiguchi, Y. 2016, ApJ, 826, 23

Velikhov, E. P. 1959, Soviet Physics JETP, 36, 995