

相対論的アウトフローの輻射流体モデル

Radiation Fluid Model of Relativistic Outflows

○中田 めぐみ¹, 岩本 弘²*Megumi Nakada¹, Koichi Iwamoto²

Abstract: Relativistic outflows (plasma flows) have been observed in many astronomical phenomena such as Active Galactic Nuclei (AGNs) and Gamma-Ray Bursts (GRBs). We explore the acceleration of outflows caused by thermal pressure and radiation force, without magnetic fields. The outflows are treated as a radiation fluid composed of plasma gas and radiation which flow out from around the central object. With the gravity of the central object taken into account, we obtained steady solutions of the one-dimensional spherically symmetric flows under general relativity. We discuss the relation between the states at the bottom and top of the outflow. We also consider whether or not our models can explain AGNs jets in general.

1. Introduction

銀河の中心部の非常に狭い領域から銀河全体を凌駕するような強い電磁波を放射する活動銀河核 (Active Galactic nucleus ; AGN) や, 宇宙最大の爆発現象だといわれ強烈なガンマ線を放射するガンマ線バースト (Gamma-Ray Burst ; GRB) などの天体現象がある. その中心天体から細く絞られたアウトフロー (プラズマの噴出流) が存在することが知られている. アウトフローは観測より光速の 99 % (ローレンツ因子 $\gamma = 10 \sim 100$ 程度) の相対論的速度で噴出していると推定されている. この加速機構は大きく分けて, ガス圧, 輻射圧, 磁気圧の勾配によるモデルなどが提唱されている. しかし, この相対論的アウトフローの加速を説明できるような一般的な考えは見つかっておらず, 様々な研究が行われている.

2. 一般相対論的な球対称定常な流れ

中心天体が作る重力場を球対称定常な Schwarzschild 時空で表現する. ただし, アウトフローの開き角は一定と仮定した.

2.1 輻射輸送モーメント方程式

輻射強度を I , 動径方向と輻射の方向との間の角度を $\mu = \cos \theta$, 輻射の立体角を Ω , 輻射率 (emissivity) を j , 吸収係数を κ_{abs} , 散乱係数を κ_{sca} , 光速を c とする. ここで, 輻射エネルギー密度 E , 輻射流束密度 F , 輻射圧 P はそれぞれ

$$cE = \int I d\Omega, \quad F = \int \mu I d\Omega, \quad cP = \int \mu^2 I d\Omega \quad (1)$$

を表し, E, F, P の共動座標系への変換は

$$\begin{aligned} cE &= \gamma^2 (E_0 + 2\beta F_0 + \beta^2 P_0) \\ F &= \gamma^2 (\beta E_0 + (1 + 2\beta^2) F_0 + \beta P_0) \end{aligned} \quad (2)$$

$$cP = \gamma^2 (\beta^2 E_0 + 2\beta F_0 + P_0)$$

である. 下添え字 0 は共動座標系を表している. これ

らを用いて, 輻射平衡の関係式 $j_0 = c\kappa_{\text{abs}}E_0$ が成り立つときの一般相対論的な輻射輸送方程式は

$$\begin{aligned} e^{-2\Lambda} \mu \frac{\partial I}{\partial r} + \left(1 - \frac{3r_g}{2r}\right) \frac{1 - \mu^2}{r} \frac{\partial I}{\partial \mu} - \frac{2r_g}{r^2} \mu I \\ = -e^{-\Lambda} \gamma \rho_b (\kappa_{\text{abs}} + \kappa_{\text{sca}}) (1 - \beta \mu) (I - S) \end{aligned} \quad (3)$$

と書ける. $e^{2\Phi} \equiv 1 - \frac{r_g}{r}$, $e^{2\Lambda} \equiv \left(1 - \frac{r_g}{r}\right)^{-1}$, $R(r, t) \equiv r$, r_g は Schwarzschild 半径 ($r_g \equiv 2GM/c^2$), S はソース関数, ρ_b は静止エネルギー密度, $\beta (= v/c)$ はガスの速度である [2].

(3) 式より 0 次のモーメント方程式を求め.

$$e^{-2\Lambda} \frac{\partial F}{\partial r} + \left(1 - \frac{r_g}{2r}\right) \frac{2F}{r} = -e^{-\Lambda} \rho_b (\kappa_{\text{abs}} + \kappa_{\text{sca}}) A \quad (4)$$

同様に 1 次のモーメント方程式は

$$\begin{aligned} e^{-2\Lambda} \frac{\partial P}{\partial r} + \left(1 - \frac{3r_g}{2r}\right) \frac{3P - E}{r} + \frac{2r_g}{r^2} P \\ = -e^{-\Lambda} \rho_b (\kappa_{\text{abs}} + \kappa_{\text{sca}}) B \end{aligned} \quad (5)$$

となる. ここで, A, B はそれぞれ

$$A = \gamma [(cE - \beta F) - \gamma^2 (cE - 2\beta F + c\beta^2 P)] \quad (6)$$

$$B = \gamma [(F - c\beta P) - \beta \gamma^2 (cE - 2\beta F + c\beta^2 P)] \quad (7)$$

と置いた.

2.2 流体力学方程式

プラズマガスは完全流体とする. このときのエネルギー運動量テンソルは

$$T^{\mu\nu} = (\rho + P_g) u^\mu u^\nu + g^{\mu\nu} P_g \quad (8)$$

である. ここで, ρ, P_g はそれぞれガスのエネルギー密度, ガスの圧力を表す. この保存則は以下のようになる.

$$T^{\mu\nu}{}_{;\nu} = \frac{1}{\sqrt{-g}} \partial_\nu (\sqrt{-g} T^{\mu\nu}) + \Gamma^\mu{}_{\nu\lambda} T^{\lambda\nu} = 0 \quad (9)$$

特に, エネルギー保存則と運動量保存則は

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} [r^2 (\rho + P_g) \Gamma^2 \beta] = 0 \quad (10)$$

$$\frac{1}{\Gamma} \frac{d\Gamma}{dr} + \frac{1}{\rho + P_g} \frac{dP_g}{dr} = 0 \quad (11)$$

となる。ただし、 Γ は

$$\Gamma \equiv \left(\frac{1 - \frac{r_g}{r}}{1 - \beta^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (12)$$

と定義される量で、ローレンツ因子 γ と $\Gamma = (1 - \frac{r_g}{r})^{1/2} \gamma$ の関係がある。

3. 輻射流体力学モデル

3.1 基本方程式

一般相対論的な形に書き直した輻射輸送方程式と流体力学方程式を結合する。速度勾配は運動量保存則 $T^{lj}_{;j} = 0$ より

$$\left(\frac{u}{\gamma^2} - \frac{c_s^2}{u} \right) \frac{du}{dr} = \frac{2c_s^2}{r} - \frac{r_g}{2r^2} \frac{1}{1 - \frac{r_g}{r}} + \frac{\kappa_{\text{abs}} + \kappa_{\text{sca}}}{(1 - \frac{r_g}{r})^{\frac{1}{2}}} \frac{1}{\gamma} [F(1 + 2u^2) - c(E + P)\gamma u] \quad (13)$$

と書ける。ただし、 $u = \beta\gamma$ で 4 元速度を表す。また、 c_s はガスの音速で $c_s^2 \equiv \left(\frac{\partial P_g}{\partial \rho} \right)_s$ で定義される。次に、輻射流体の圧力 P の勾配は (5) 式より

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{1 - \frac{3r_g}{2r}}{1 - \frac{r_g}{r}} \frac{3P - E}{r} - \frac{2r_g}{r^2} \frac{P}{1 - \frac{r_g}{r}} + \frac{\rho_b(\kappa_{\text{abs}} + \kappa_{\text{sca}})}{(1 - \frac{r_g}{r})^{\frac{1}{2}}} \frac{\gamma}{c} [F(1 + 2u^2) - c(E + P)\gamma u] \quad (14)$$

と書ける。また、1 次の輻射輸送モーメント方程式 (4), (6) 式より

$$e^{-2\Lambda} \frac{dF}{dr} + \left(1 - \frac{r_g}{2r} \right) \frac{2F}{r} = -e^{-\Lambda} \rho_b (\kappa_{\text{abs}} + \kappa_{\text{sca}}) u [F(1 + 2u^2) - c(E + P)\gamma u] \quad (15)$$

となる。いま、光学的に厚い領域を考えているので、共動系において Eddington 近似 $E_0 = 3P_0$ が成り立つと仮定すると、閉包 (closure) 関係は

$$E = \frac{P(1 - \frac{1}{3}\beta^2) - \frac{4}{3}\beta F}{\frac{1}{3} - \beta^2} \quad (16)$$

となる。光学的厚さは以下のように定義した。

$$d\tau \equiv \gamma \left(1 - \frac{1}{r} \right)^{\frac{1}{2}} \kappa (1 - \beta^2) dr \quad (17)$$

3.2 境界条件

輻射流体の速度がガスの音速 $\beta = c_s$ のとき、(13) 式 の速度勾配はゼロとなる必要がある。このときの中心天体からの距離 r_c は臨界点となる。以降、下添え字 c は臨界点を示す。この点での速度、輻射流体の圧力、流束の勾配それぞれは、

$$\left(\frac{du}{dr} \right)_c = \frac{\frac{2c_s^2}{r_c} - \frac{1}{2r_c^2} \frac{1}{1 - \frac{1}{r_c}}}{\frac{u_c}{\gamma_c^2} - \frac{c_s^2}{u_c}} \quad (18)$$

$$\left(\frac{dP}{dr} \right)_c = -\frac{1 - \frac{3}{2r_c}}{1 - \frac{1}{r_c}} \frac{4P_c}{3r_c} - \frac{2}{r_c^2} \frac{P_c}{1 - \frac{1}{r_c}} \quad (19)$$

$$\left(\frac{dF}{dr} \right)_c = -e^{2\Lambda} \left(1 - \frac{r_g}{2r_c} \right) \frac{2F_c}{r_c} \quad (20)$$

となる。ただし、 a は輻射定数、 T は輻射流体の温度で、臨界点では、 $E_0 = aT^4$, $F_0 = 0$, $P_0 = aT^4/3$ となる。また、単位立体角あたりのジェットの質量放出率は、

$$\dot{M} = r_c^2 \rho_c u_c \left(1 - \frac{r_g}{r_c} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (21)$$

より求まる。

臨界点での密度 ρ_c 、温度 T_c を与え、基本方程式 (13) ~ (15) を連立して定常解を求める。このときの温度 T_c は、活動銀河核の標準降着円盤モデルの内縁部の温度より、 $T_c \sim 10^5 - 10^6 \text{K}$ の範囲で探す。また、密度 ρ_c は、Kinematic Luminosity $\sim 10^{46} \text{erg/s}$ になるような値を選ぶ [3]。

4. 結果

一般的な活動銀河核の中心天体の質量より $M_{\text{BH}} = 10^8 M_\odot$ とした。具体例として $\rho = 10^{-13} \text{cm}^3/\text{s}$, $T_c = 5 \times 10^5 \text{K}$ の結果を以下に示した。このときの Kinematic Luminosity $\sim 1.46 \times 10^{46} \text{erg/s}$ である。 $\tau = 1$ のときの中心天体からの距離は $r/r_g = 2.03$ となった。このことから、 $\tau > 1$ の光学的に厚い領域は中心天体近傍にあり、加速は主に光学的に薄い領域で起きていることがわかった。

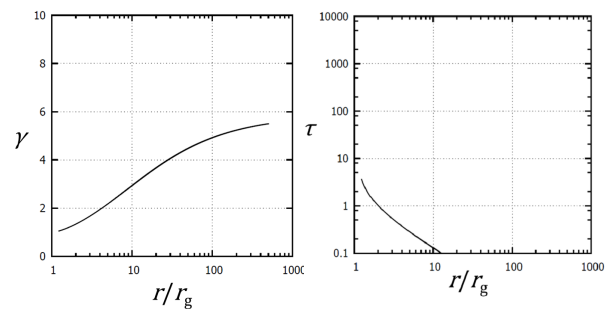


Figure 1. Lorentz factor γ (Left) and Optical depth τ (Right).

5. まとめ

磁場がない場合の熱的圧力や輻射圧によるジェットの加速を調べた。終端ローレンツ因子は $\gamma \sim 5$ 程度の加速について再現することができたが、光学的に薄い領域についても考える必要がある。

6. 参考文献

- [1] Akizuki, C. and Fukue, J. : "Black-Hole Winds with a Variable Eddington Factor", PASJ, 61, 543, 2009.
- [2] Lindquist, R. W. : "Relativistic Transport Theory", Ann. Phys., 37, 487, 1966.
- [3] Marscher, A., P. : "Relativistic Jets in Active Galactic Nuclei", AIP Conference Proceeding, 856, 1, 2006.