

放射圧による宇宙ジェットの加速

Acceleration of Astrophysical Jets by Radiation Pressure

○中田 めぐみ¹, 岩本 弘一²*Megumi Nakada¹, Koichi Iwamoto²

Abstract: The astrophysical jet is an outflow of the plasma which is launched from the central objects in the polar directions. In order to investigate the acceleration of the astrophysical jet by radiation pressure, we determine the steady-state solution of the radiative transfer coupled with the relativistic fluids. We compare the solutions with the ones obtained by solving radiative moment equations.

1. はじめに

宇宙ジェットとは、中心天体から双方向に細く絞られたプラズマのアウトフロー（高速噴流）である。その中心には原始星、白色矮星、中性子星やブラックホールなど重力を及ぼす天体が存在し、そのまわりにはガスでできた降着円盤が渦巻いていると推測されている。現在、宇宙ジェットの加速モデルとして、高密度天体周辺に形成された降着円盤が放射する非常に強い光の圧力によって、ジェットのプラズマを加速する「放射圧加速」がある。

今回は放射圧による宇宙ジェットの加速を調べるために、相対論的放射流体の定常解を求める。Fukue(2006)では放射の moment 方程式を使って解いているが、閉包関係として速度に依存する Eddington Factor を使った Eddington 近似を用いている。本研究では moment 方程式ではなく、放射輸送方程式そのものを用いて同じ問題を解き、ジェットの加速について調べる。そして、(1) 速度に依存する Eddington factor の妥当性、(2) ジェットの先端における輻射場に対する境界条件について考察し、moment 方程式を使用した場合の結果と比較する。

2. 速度に依存する Eddington Factor を用いた基本方程式とその解の例

まず Fukue (2006) の問題設定について述べる。観測者系において、無限に広い平行平板を考える。この平板の表面速度を $v_s (= c\beta_s)$ 、表面の共動系の光強度を I_s とすると、放射エネルギー密度 E_s 、放射流束 F_s 、放射圧 P_s は

$$cE_s = 2\pi I_s \frac{3\gamma_s^2 + 3\gamma_s u_s + u_s^2}{3} \quad (1)$$

$$F_s = 2\pi I_s \frac{3\gamma_s^2 + 8\gamma_s u_s + 3u_s^2}{6} \quad (2)$$

$$cP_s = 2\pi I_s \frac{\gamma_s^2 + 3\gamma_s u_s + 3u_s^2}{3} \quad (3)$$

となる。ただし、 $u_s (= \gamma_s \beta_s)$ は表面での 4 元速度、 γ はローレンツ因子である。これらを表面における境界条件とする。

次に内側の境界条件について述べる。表面からの光学的深さが τ_0 の位置を内側の流束ベースとし、そこでの流束の

4 元速度を $u_0 = 0$ 、放射流束を F_0 、放射圧を P_0 とする。ただし、 v は c で、 F, cP は πI_s で規格化している。 J を質量流速とすると、エネルギーと運動量の保存より

$$Jc^2\gamma + F = L (= const.) \quad (4)$$

$$Jcu + P = K (= const.) \quad (5)$$

が成り立つ。したがって、 τ_0 における F, P の値は F_s, P_s と次の関係がある。

$$F_0 = Jc^2(\gamma_s - 1) + F_s \quad (6)$$

$$P_0 = Jcu_s + P_s \quad (7)$$

放射流束は光学的深さ τ_0 の流束ベースで初期値 F_0, P_0 をとる。そして、 $\tau_s = 0$ の流束トップ（表面）では F_s, P_s の値をとる。 v についての方程式を τ_0 から初期値 $v = 0$ で解き始め、表面 $\tau_s = 0$ で速度 v_s となるような J を決定する。moment 方程式から得られる F, P の微分方程式は、(4),(5) 式のように積分される。したがって、 v_s が与えられたとき、 v の微分方程式を解いて J の値を決定する固有値問題に帰着する。

つまり、仮の質量流速 J を与え、初期値 F_0, P_0 は (6),(7) 式より固定され、この初期値が求まれば、(4),(5) 式より定数 L, K も決まる。このようにすべてのパラメータが一時的に固定できるので、 $\tau = \tau_0$ から 0 までの速度の方程式（流体の運動量保存の式）を解く。

$$J\gamma^2\beta' = -\frac{F(f + \beta^2) - cP(1 + f)\beta}{f - \beta^2} \quad (8)$$

ただし、Fukue (2006) は速度に依存する Eddington Factor として

$$f(\beta) = \frac{1}{3} + \frac{2}{3}\beta \quad (9)$$

を仮定している。(8) 式では、境界条件として $\beta(\tau_0) = 0$ としたので、表面での速度 v_s と一致する J の値を、(8) 式を繰り返し解くことにより求めた。Figure1. は下から順に $v_s = 0.1, 0.3, 0.5, 0.7, 0.9, 0.99$ のときの流体の速度 v (実線)、 F (破線)、 P (点線) を示している。そして左から (a) $\tau_0=1$, (b) $\tau_0=10$ の場合である。

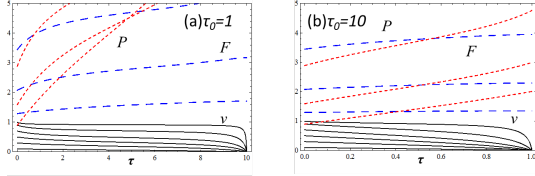


Figure.1 v, F, P as a function of optical depth, τ

3. 放射輸送方程式

散乱と吸収がある観測者系の放射輸送方程式は

$$\frac{1}{c} \frac{\partial I}{\partial t} + \mu \frac{\partial I}{\partial z} = j - \kappa_{abs} I - \kappa_{sca} I + \frac{\kappa_{sca}}{4\pi} \int I d\Omega \quad (10)$$

と書ける。 j は熱放射, κ_{abs} は吸収係数, κ_{sca} は散乱係数, $\mu = \cos\theta$ は流体の進行方向 (z 軸正) からの角度である。ただし, 定常解を求めるため時間微分の項は 0 とする。放射エネルギー密度 E , 放射流束 F , 放射圧 P はそれぞれ光強度 I で書き表せる。² (10) 式をジェット方向の位置座標 z から光学的深さ τ に変換し, $I(\tau)$ の方程式にすると

$$\mu_i \frac{dI_i(\tau)}{d\tau} = \frac{c\kappa_{abs}\gamma^2}{\kappa_{abs} + \kappa_{sca}} (E + 2\beta F - \beta^2 P) - I_i(\tau) + \frac{\kappa_{sca}}{2(\kappa_{abs} + \kappa_{sca})} \int I_i(\tau) d\mu_i \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \mu_i \frac{dI_i(\tau)}{d\tau} = & \frac{c\kappa_{abs}\gamma^2}{\kappa_{abs} + \kappa_{sca}} \left(\frac{1}{c} \sum_{k=1}^{N+1} I_k(\tau) \Delta\mu_k \right. \\ & \left. + 2\beta \sum_{k=1}^{N+1} \mu_k I_k(\tau) \Delta\mu_k - \frac{\beta^2}{c} \sum_{k=1}^{N+1} \mu_k^2 I_k(\tau) \Delta\mu_k \right) \\ & - I_i(\tau) + \frac{\kappa_{sca}}{2(\kappa_{abs} + \kappa_{sca})} \sum_{k=1}^{N+1} I_k(\tau) \Delta\mu_k \end{aligned} \quad (12)$$

を得る。ここで, 放射場は $N + 1$ 方向の離散的な角度 $\mu_i (i = 1, \dots, N + 1)$ における値のみ考え, 角度積分を和で近似した。代表点 μ_i は Gauss-Legendre 公式の分割点を選んだ。

$$\int_{-1}^1 f(x) dx \approx \sum_{k=1}^m H_k f(x_k) \quad (13)$$

速度の方程式は, Fukue(2006) と同じく

$$\begin{aligned} c^2 u \frac{du}{s\tau} = & \frac{\gamma}{c} \left((1 + 2u^2) \sum_{k=1}^{N+1} \mu_k I_k(\tau) \Delta\mu_k \right. \\ & \left. - \gamma u \sum_{k=1}^{N+1} I_k(\tau) \Delta\mu_k - \gamma u \sum_{k=1}^{N+1} \mu_k^2 I_k(\tau) \Delta\mu_k \right) \end{aligned} \quad (14)$$

となる。 $N + 1$ 個の連立方程式を解くことにより, 速度 v と放射強度 I が求まる。光学的深さ τ は流束ベース $\tau_s = 0$ から流束トップ $\tau_0 = 0.68$ までとした。流束トップでの境界条件については, ジェットの進行方向からジェットに向かって入射する放射強度 $I_s = 0$ とし, また, 速度 v の初期条件 $v_0 = 0$ とした。このとき求まった分散しているそれぞれの

放射強度 I が Figure2. である。光速 $c, \kappa_{abs}, \kappa_{sca}$ が 1 になる単位系をとった。

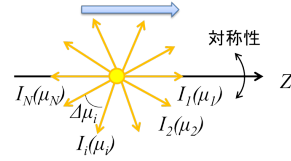


Figure2. Radiative angle μ and Intensity I

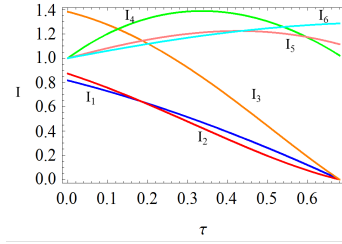


Figure3. Intensity I as a function of τ

次に Eddington Factor も求める。実線が放射輸送方程式より求められる Eddington Factor, 点線は Eddington 近似 1/3, 破線が Fukue(2006) の速度に依存する Eddington Factor である。

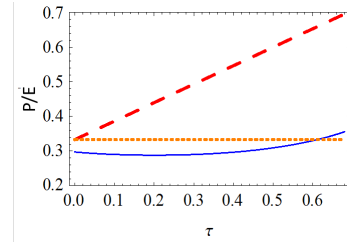


Figure4. Eddington Factors as a function of τ

4. まとめ

放射輸送方程式そのものを解くことにより, 放射強度 I , そして放射エネルギー密度 E , 放射圧 P より Eddington Factor が求まった。ただし, 今回は速度分布を τ の 1 次関数として与え放射輸送を解いた。Eddington Factor は Eddington 近似での値 1/3 と大きな違いは見られなかった。しかし, Fukue (2006) の速度に依存する Eddington Factor とは異なる結果が得られた。今後, 流体の運動量保存の式と結合させて解くことで, 速度分布も決定したい。また, 流束トップでの境界条件については, ジェットの進行方向からジェットに向かって入射する放射強度 $I_s = 0$ としたのに対し, Fukue(2006) では表面での速度から moment 方程式により与えられている。

5. 参考文献

- Fukue, J. 2006, PASJ, 58, 461
- Rybicki, G.B. & Lightman, A.P. 1979, Radiative Processes in Astrophysics (New York: John Wiley & Sons)