

ガンマ線バーストの中心エンジン

西野 裕基 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

ガンマ線バースト (GRB) は宇宙最大の爆発現象である。その光度は $L \sim 10^{51} \text{erg/s}$ で、太陽の約 10^{18} 倍にもなる。現在、GRB に関する最も重要な問題は中心エンジンである。本稿では論文 (Kawanaka et al.2013) のレビューを行う。GRB の中心エンジンの有力な候補に、回転するブラックホールまわりの降着円盤がある。Shakura と Sunyaev の提案した円盤モデル (Shakura,N.I.&Sunyaev,R.A.1973) を採用した。アルファ粘性によって物体は角運動量を失って降着が起こり、降着による加熱と輻射・移流による冷却が釣り合った定常状態を簡単のために考える。ディスク内部の圧力と釣り合う程のポロイダル磁場を持つとすると、Blandford-Znajek(BZ) 機構 (Blandford,R.D.&Znajek,R.L.1977) によって相対論的なジェットが生成される。BZ 機構は磁場によりブラックホールの回転エネルギーを引き抜くペンローズ過程の一種である。質量降着率が大きい ($0.003M_{\odot}/\text{s}$ 以上) ときには、主にニュートリノ輻射によって冷却され、Neutrino Dominated Accretion Flow(NDAF) となる。そして、ディスクがニュートリノに対して光学的に薄い場合、BZ 機構で放出されるジェットの光度は GRB を駆動させるのに十分であることを紹介する。

1 Introduction

GRB とは、突発的なガンマ線放射が観測される現象である。宇宙論的な距離で起こり、このような高エネルギー現象が 1 日に 1 回ほど観測される。GRB は超相対論的なジェットが非等方的に生成されると考えられており、典型的な光度は $L = 10^{50} \text{erg/s}$ に達する。このような高エネルギー天体のメカニズムを解明することには大きな意義がある。しかしながら、GRB の中心エンジンやジェットの駆動メカニズムは未だに解明されているわけではない。中心エンジンの候補で最も有力なのが回転するブラックホールと降着円盤である。

中心ブラックホールに対して、周囲のガスが角運動量を持ってディスク状に回転する。円盤の自己重力を無視すれば、降着ガスはケプラー回転する。そして、重力と遠心力が釣り合って円盤を構成する。このとき、アルファ粘性という異常粘性を導入する。すると、粘性によって角運動量の輸送が行われて、ガスがゆっくりと降着し始める。これが降着円盤である。降着円盤の標準的なモデルは Shakura と Sunyaev によって提案された。そのモデルでは、幾何学的に薄い円盤を考え、アルファ粘性による加熱と放射による冷却がつりあった定常状態を考える。アルファ粘性は乱

流や磁場によって生じると考えられている。Shakura と Sunyaev の降着円盤では、冷却は光子による放射冷却を考えた。この標準円盤モデルは、質量降着率 $\dot{M} \sim 10^{-16} M_{\odot}/\text{s}$ 程度までの範囲で成立している。

一方で、GRB の光度 $L \sim 10^{51} \text{erg/s}$ を説明するには、 $L \sim \dot{M}c^2$ より、およそ $\dot{M} \sim 10^{-3} M_{\odot}/\text{s}$ の質量降着率が必要である。このような超臨界降着流 ($10^{-16} M_{\odot} \ll \dot{M}$) では円盤の密度が高く、光学的厚さが大きくなる。そして、光子が円盤にトラップされてしまうので、光子の放射冷却が効かなくなる。つまり、光子放射によって冷却される標準円盤モデルでは GRB の光度を説明できない。そこで $\dot{M} \sim 10^{-3} M_{\odot}/\text{s}$ 以上の超臨界降着流でも効果的な冷却過程を考えなくてはならない。重要となる冷却過程がニュートリノ放射、移流による冷却である。特に高温・高密度の時にはニュートリノ放射による冷却が優勢となる。ここではニュートリノ放射によって冷却されている降着流 (NDAF) について方程式を解くことで、種々の物理量 (密度、温度、圧力など) を求めた。また、円盤の内縁での圧力と磁気圧との関係を仮定して、BZ 機構から放出されると考えられるジェットの光度を概算した。

2 Methods

標準円盤の基礎方程式を導くために、いくつかの仮定をする。これらの仮定は方程式の解を見ることで後に確かめることは可能である。

1. 軸対称で定常
2. 円盤は幾何学的に薄く、z 方向に静水圧平衡
3. 円盤の自己重力を無視
4. α 粘性 (粘性テンソル $t_{r\phi} = -\alpha p$) が働く
5. 円盤は光学的に厚い
6. 落下速度 v_R は回転速度 v_ϕ より十分に遅い

まず用いる方程式は連続の式と流体方程式である。上記の近似を行うと、以下の 4 つの方程式にまとめることができる。 H は円盤の厚さの半分とし、円盤の面密度を $\Sigma = 2\rho H$ とする。

$$\dot{M} = -2\pi R \Sigma v_R \quad (1)$$

$$\Omega^2 = \frac{GM_{BH}}{R^3} \quad (2)$$

$$2\alpha p H = \frac{\dot{M} \Omega}{2\pi} \quad (3)$$

$$\frac{p}{\rho} = \Omega^2 H^2 \quad (4)$$

順に連続の式と R 成分、 ϕ 成分、z 成分の流体方程式である。さらにエネルギー保存の式から加熱率 Q^+ ($\text{erg}\cdot\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)、冷却率 Q^- ($\text{erg}\cdot\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) について次が成り立つ。

$$Q^+ = Q^- \quad (5)$$

アルファ粘性による加熱率は円盤の方程式から α に依らない形で

$$Q^+ = \frac{3GM_{BH}\dot{M}}{4\pi R^3} \quad (6)$$

となる。また、冷却率は

$$Q^- = Q_\nu^- + Q_{\text{adv}}^- \quad (7)$$

$$Q_{\text{adv}}^- = T \Sigma v_R \frac{ds}{dR} \sim T \Sigma v_R \frac{s}{R_{in}} \quad (8)$$

s は単位質量あたりのエントロピーである。ニュートリノ冷却率については、主に URCA 過程 (電子・

陽電子捕獲) などによる冷却を考える。ニュートリノの光学的厚さを考慮に入れた冷却率 Q_ν は、two-stream 近似をして輻射輸送の方程式を解くと (Hubeny.1990; Popham and Narayan.1995)、

$$Q_\nu = 2 \sum_i \frac{7/8\sigma T^4}{3/4(\tau_{\nu_i}/2 + 1/\sqrt{3} + 1/3\tau_{a,\nu_i})} \quad (9)$$

i はニュートリノのフレーバーである。 τ_{ν_i} はあるフレーバー i のニュートリノに対する光学的厚さで、 $\tau_{\nu_i} = \tau_{a,\nu_i} + \tau_{s,\nu_i}$ のように吸収および散乱の光学的厚さからなる。さらに加熱率・冷却率を決めるために温度 T の情報も必要で状態方程式を与える必要がある。

この方程式を解くことで円盤の圧力を求めることができる。以下で内縁 R_{in} での円盤の圧力からジェットの光度を概算する方法を述べる。ここで円盤の圧力と磁気圧について以下の式で圧力/磁気圧比 β_h をおく。

$$\beta_h \frac{B^2}{8\pi} = p(R_{in}) \quad (10)$$

この式の物理的な意味はブラックホール磁気圏の磁気圧と円盤の内縁での圧力比に対するつり合いの関係と見ることができる。さて、ブラックホール付近の磁気圏から Blandford-Znajek 機構によってジェットが生成されていると考えられている。すると、ジェットの光度はポインティングフラックスと典型的な大きさのスケール R_g を用いて以下の式でオーダーエスティメイトすることができる。 ($R_g = GM_{BH}/c^2$)

$$L_{\text{jet}} = f(a/M_{BH}) \cdot c \frac{B^2}{8\pi} \cdot R_g^2 \quad (11)$$

$f(a/M_{BH})$ ブラックホールのスピンパラメータ $a = J/M_{BH}$ について単調増加関数で、磁場の配位にも依存する。

3 The Analytic Model

主要な項のみを考えると先の降着円盤の方程式は代数的に簡単に解くことができる。しかも explicit なパラメータ依存性を求めることができる。質量降着率に応じて I から V までの領域に分けて考える。領域から領域への転移点を調べることも可能である。次

のセクションでわかるが、ここで得る解析的な結果は数値計算による結果とよく合致する。

I $\dot{M} < \dot{M}_{\text{ign}}$ (典型値 $0.018M_{\odot}/\text{s}$)

$p \approx \rho c_s^2$ と $Q^- = Q_{\text{adv}}^-$ を仮定して円盤の方程式を代数的に解いた。ニュートリノ放射が冷却に効かないので、Advection Dominated Accretion Flow (ADAF) となっている。求めたジェットのパラメータ依存性は次のようになる。

$$L_{\text{jet}} = 3.2 \times 10^{49} \text{erg s}^{-1} \beta_h^{-1} \alpha_{0.1}^{-1} f(a/M_{\text{BH}}) \times \left(\frac{\dot{M}}{0.001M_{\odot} \text{s}^{-1}} \right) \left(\frac{R_{\text{in}}}{6R_g} \right)^{-2/5} \quad (12)$$

転移点 \dot{M}_{ign} は $Q_{\text{adv}}^- = Q_{\nu}^-$ となるときで定義される。

II $\dot{M}_{\text{ign}} < \dot{M} < \dot{M}_{\text{opaque}}$

(典型値 $0.018M_{\odot}/\text{s} < \dot{M} < 0.045M_{\odot}/\text{s}$)

輻射圧 $p = \frac{11}{12} \frac{\sigma}{c} T^4$ と $Q^- = Q_{\nu_e}^-$ を仮定して円盤の方程式を代数的に解いた。円盤は NDAF であり、 $\tau_{\nu_e} < 1$ でニュートリノに対して光学的に薄い。ジェットのパラメータ依存性は次のようになる。

$$L_{\text{jet}} = 1.1 \times 10^{51} \text{erg s}^{-1} \beta_h^{-1} \alpha_{0.1}^{-11/10} f(a/M_{\text{BH}}) \times \left(\frac{\dot{M}}{0.01M_{\odot} \text{s}^{-1}} \right) \left(\frac{R_{\text{in}}}{6R_g} \right)^{-57/20} \left(\frac{M_{\text{BH}}}{3M_{\odot}} \right)^{1/10} \quad (13)$$

転移点 \dot{M}_{opaque} は $\tau_{\nu_e} = 1$ となるときである。

III $\dot{M}_{\text{opaque}} < \dot{M} < \dot{M}_{\text{trap}, \nu_e}$

(典型値 $0.045M_{\odot}/\text{s} < \dot{M} < 2.2M_{\odot}/\text{s}$)

$p = \frac{11}{12} \frac{\sigma}{c} T^4$ と $Q^- = Q_{\nu_e}^-$ を仮定して円盤の方程式を代数的に解いた。円盤は NDAF で、 $\tau_{\nu_e} > 1$ でニュートリノに対して光学的に厚い。タイムスケールを考えるために、次の二つの時間スケールを導入する。降着時間 $t_{\text{acc}} = R/v_R \approx \frac{1}{\alpha\Omega} \frac{R^2}{H^2}$ と拡散時間 $t_{\text{diff}} = H\tau/c$ である。このとき円盤は $t_{\text{diff}, \nu_e} < t_{\text{acc}}$ で、電子ニュートリノの放射が円盤の冷却に効いている。ジェットのパラメータ依存性は次のようになる。

$$L_{\text{jet}} = 9.8 \times 10^{51} \text{erg s}^{-1} \beta_h^{-1} \alpha_{0.1}^{-5/6} f(a/M_{\text{BH}}) \times \left(\frac{\dot{M}}{0.1M_{\odot} \text{s}^{-1}} \right)^{2/3} \left(\frac{R_{\text{in}}}{6R_g} \right)^{-9/4} \left(\frac{M_{\text{BH}}}{3M_{\odot}} \right)^{1/2} \quad (14)$$

転移点 $\dot{M}_{\text{trap}, \nu_e}$ は $t_{\text{diff}, \nu_e} = t_{\text{acc}}$ となるときである。

IV $\dot{M}_{\text{trap}, \nu_e} < \dot{M} < \dot{M}_{\text{trap}, \nu_{\mu, \tau}}$

(典型値 $2.2M_{\odot}/\text{s} < \dot{M} < 4.1M_{\odot}/\text{s}$)

$p = \frac{11}{12} \frac{\sigma}{c} T^4$ と $Q^- = Q_{\nu_e}^-$ を仮定して円盤の方程式を代数的に解いた。円盤は NDAF で、 $t_{\text{diff}, \nu_e} > t_{\text{acc}}$ となって、電子ニュートリノが円盤にトラップされて、冷却に効かない。ジェットのパラメータ依存性は次のようになる。

$$L_{\text{jet}} = 6.0 \times 10^{52} \text{erg s}^{-1} \beta_h^{-1} \alpha_{0.1}^{-5/6} f(a/M_{\text{BH}}) \times \left(\frac{\dot{M}}{1M_{\odot} \text{s}^{-1}} \right)^{2/3} \left(\frac{R_{\text{in}}}{6R_g} \right)^{-9/4} \left(\frac{M_{\text{BH}}}{3M_{\odot}} \right)^{1/2} \quad (15)$$

転移点 $\dot{M}_{\text{trap}, \nu_{\mu, \tau}}$ は $t_{\text{diff}, \nu_{\mu, \tau}} = t_{\text{acc}}$ となるときである。

V $\dot{M}_{\text{trap}, \nu_{\mu, \tau}} < \dot{M}$

(典型値 $4.1M_{\odot}/\text{s} < \dot{M}$)

ここで再び $Q_{\text{adv}}^- > Q_{\nu}^-$ となって円盤は ADAF となる。 $p \approx \rho c_s^2$ と $Q^- = Q_{\text{adv}}^-$ を仮定して円盤の方程式を代数的に解いた。 $t_{\text{diff}, \nu_{\mu, \tau}} > t_{\text{acc}}$ となり、 μ/τ ニュートリノ放射が冷却に効かない。

$$L_{\text{jet}} = 3.2 \times 10^{53} \text{erg s}^{-1} \beta_h^{-1} \alpha_{0.1}^{-1} f(a/M_{\text{BH}}) \times \left(\frac{\dot{M}}{10M_{\odot} \text{s}^{-1}} \right) \left(\frac{R_{\text{in}}}{6R_g} \right)^{-5/2} \quad (16)$$

4 Results

数値計算によって得られた結果を示す。 $\alpha = 0.1, M_{\text{BH}} = 3M_{\odot}, R_{\text{in}} = 6R_g, \beta_h = 1, f(a/M_{\text{BH}}) = 1$ として計算した。

解析的モデルの結果と図1が対応しており、質量降着率を変えた時の円盤の状態変化がわかる。図2から、特にニュートリノに対して光学的に厚くないとき ($0.003 - 0.01M_{\odot}/\text{s}$) には、効率的にジェットを駆動させることがわかる。

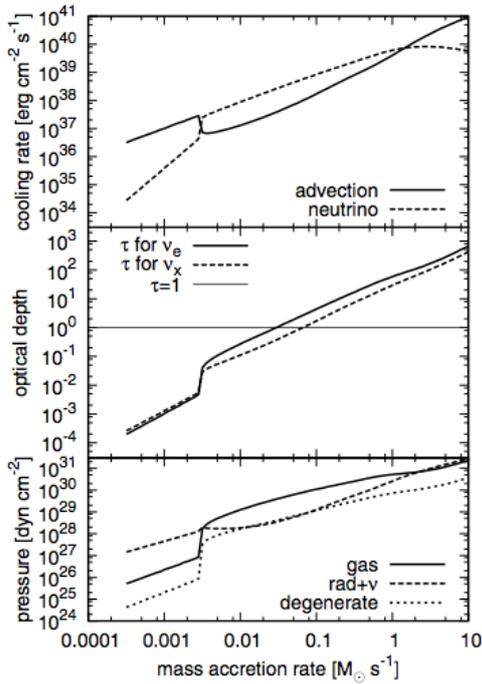


図 1: 質量降着率をパラメーターにした冷却率、ニュートリノに対する光学的厚さ、圧力 (Kawanaka et al.2013 より引用)

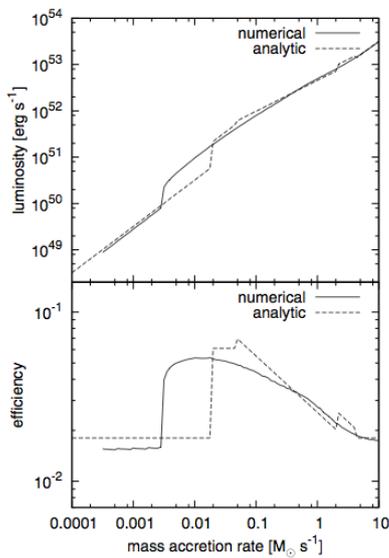


図 2: ジェットの効率 ($\eta = L/\dot{M}c^2$) (Kawanaka et al.2013 より引用)

5 Conclusion

今回は円盤の方程式について数値計算し円盤の作る磁場との関係についてはパラメーターを残したまま、BZ ジェットの光度を計算した。幅広い質量降着率における降着円盤と BZ ジェットを明らかにした。NDAF のとき、効率的に BZ ジェットを生成し、観測されている GRB の光度 ($L \sim 10^{50-52} \text{erg/s}$) に対応している。BZ ジェットはニュートリノ対消滅ジェットより大きく、GRB ジェットとして有力である。今後は円盤とそれが作る磁場のグローバルな配位まで数値計算することでパラメーターを決定することが必要と思われる。

Reference

Kawanaka et al.2013,ApJ,**766**,31

Shakura,N.I. and Sunyaev,R.A.1973,Astronomy&Astrophysics,**24**,pp.337-355

Blandford,R.D.&Znajek,R.L.1977,MNRAS,**179**,pp.433-456

Hubeny.1990,ApJ,**351**,pp.632-641

Popham&Narayan.1995,ApJ,**442**,pp.337-357