



Title	超巨大ブラックホールから噴出する相対論的ジェット の発生機構
Author(s)	
Citation	令和3（2021）年度学部学生による自主研究奨励事業 研究成果報告書．2022
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/85602
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

The University of Osaka

令和3年度大阪大学未来基金「学部学生による自主研究奨励事業」研究成果報告書

ふりがな氏名	やすだ こういちろう 安田 航一朗	学部 学科	理学部物理学科	学年	3 年
ふりがな 共 同 研究者氏名		学部 学科		学年	年
					年
					年
アドバイザー教員 氏名	井上芳幸	所属	大学院理学研究科 宇宙地球科学専攻		
研究課題名	超巨大ブラックホールから噴出する相対論的ジェットの発生機構				
研究成果の概要	研究目的、研究計画、研究方法、研究経過、研究成果等について記述すること。必要に応じて用紙を追加してもよい。(先行する研究を引用する場合は、「阪大生のためのアカデミックライティング入門」に従い、盗作剽窃にならないように引用部分を明示し文末に参考文献リストをつけること。)				

1. 研究のまとめ

活動銀河核(AGN)と呼ばれる天体は、中心領域が銀河全体の明るさを遥かに超えて輝く天体であり、中心には $10^6 \sim 10^{10}$ 太陽質量程度の超巨大ブラックホールが存在する。このような大きな光度は、周囲のガスが降着円盤を介して超巨大ブラックホールに落ち込むことで得られる。さらに、一部の銀河核はジェットと呼ばれる光速に近い速さの噴出流をも伴う。さらに活動銀河核の中心付近にはコロナと呼ばれる高温プラズマが存在し、X線・ガンマ線という高エネルギー放射を伴う。コロナはそのコンパクトさから、ガンマ線による大量の電子陽電子対生成が期待され、同時に対消滅線である511keVの放射も予見される。本研究では、近年の多波長・多粒子観測に基づき、

- I. 標準降着円盤の多温度黒体輻射スペクトルとコロナの光学的深さからどのエネルギー以上のガンマ線が減衰の影響を強く受けるかを調べるとともに、
- II. AGNからの相対論的ジェットの強度と、ジェットに必要なレプトン光度を力学的タイムスケールの比較から調べた。

これらの結果を用いれば、活動銀河核コロナに存在する電子陽電子対の総量を解明し、期待される511keV対消滅ガンマ線の放射強度を明らかにすることができると考えられる。

2. AGN コロナからの MeV ガンマ線放射

- (1) 標準降着円盤の黒体輻射スペクトル(Inoue et al. 2019 のレビュー)

標準降着円盤は、幾何学的に薄く、光学的に厚い降着円盤である。今回の活動銀河核に付随する降着円盤については、簡単のため、黒体輻射のみを考慮する近似を仮定し、さらに実際に活動銀河核に付随する標準降着円盤の中心からの距離と温度の関係は、

$$T_{\text{eff}}(r) \sim 4 \times 10^5 \left(\frac{M}{10^8 M_{\odot}} \right)^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{\dot{M}}{1.0 M_{\odot} [\text{yr}^{-1}]} \right)^{\frac{1}{4}} \left(\frac{R}{3R_s} \right)^{-\frac{3}{4}} \sqrt{1 - \left(\frac{3R_s}{R} \right)} [\text{K}]$$

である。ただし、 R_s は中心の超巨大ブラックホールのシュバルツシルト半径であり、その3倍は、降着円盤ガスが存在できる最内縁安定円盤半径に相当する。この温度分布を図示したものが次の図1である。

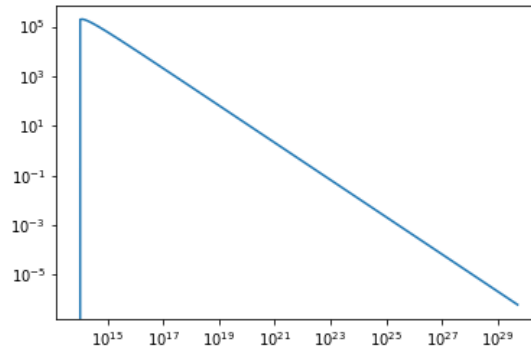


図1：活動銀河核に付随する標準降着円盤の中心からの距離と温度の関係を示したもの。縦軸の単位は[K]、横軸の単位は[cm]

この温度分布から、黒体輻射スペクトルの半径依存性

$$\pi B_{\nu}(T_{\text{eff}}(r)) = \frac{2\pi h\nu^3}{c^2} \left\{ \exp \left[\frac{h\nu}{k_B T_{\text{eff}}(r)} \right] - 1 \right\}^{-1}$$

を求められる。さらにここから、黒体輻射近似を行った際の光度は

$$L_{\nu} = \int_{3R_s}^{10^4 R_s} dr (2\pi r) \pi B_{\nu}(T_{\text{eff}}(r))$$

から求められる。中心ブラックホールの質量が $10^8 M_{\odot}$ で、質量降着率が $1.0 M_{\odot} [\text{s}^{-1}]$ である場合の光度を図示したものが次の図2である。

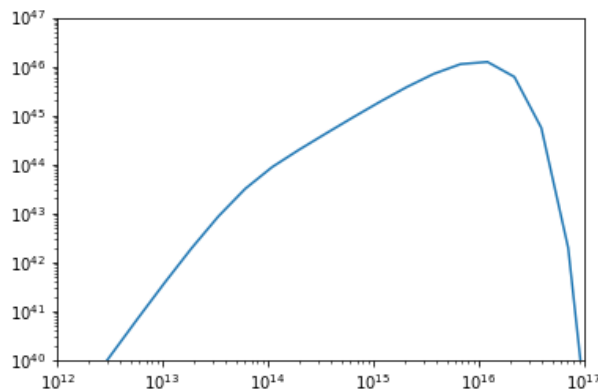


図2：標準降着円盤の黒体輻射スペクトルエネルギー分布。縦軸の単位は[erg/s]、横軸の単位は[Hz]

非熱的電子による逆コンプトン効果を受けた結果 Primary X 線の放射成分が現れる。これについてはべき則モデル $E^{-\Gamma} \exp\left(\frac{E}{E_c}\right)$ を適用する。ただし、 $\Gamma = 1.9, E_c = 300 \text{ keV}$ であり、規格化としては、Lusso et al. 2010 から観測的に 2keV の X 線光度と、波長 2500 Å の黒体輻射ディスク光度との関係が分かっている、Inoue et al. 2019 より

$$\log L_{2 \text{ keV}} = 0.760 \log L_{2500 \text{ Å}} + 3.508$$

であることから、次の図 3 が得られる。

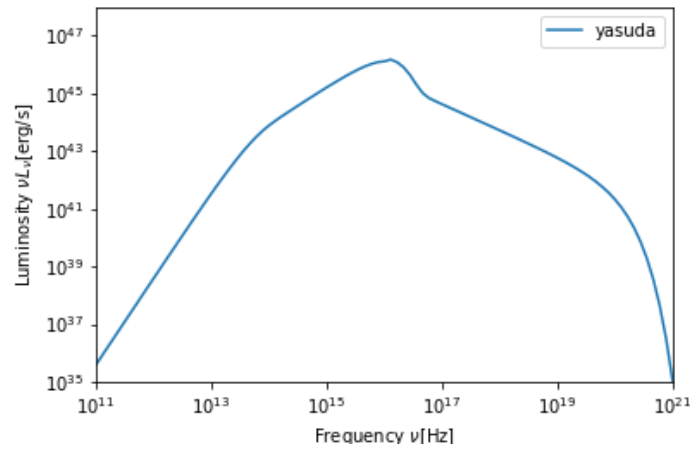


図 3: Primary X 線成分を考慮した標準降着円盤のスペクトルエネルギー分布。縦軸の単位は[erg/s]、横軸の単位は[Hz]

(2) コロナの光学的深さ

光学的深さとは、内部のプラズマによって光がどれだけ減衰の効果を受けるのかを示す指標となっていて、光子による対生成反応についてのコロナでの光学的深さを調べることはガンマ線の減衰効果からコロナに存在する電子陽電子の量を見積もるために重要である。Inoue 2019 から、対生成反応での断面積は高エネルギーガンマ線のエネルギーを E_γ 、低エネルギー光子のエネルギーを ϵ とすると、

$$\sigma_{\gamma\gamma} = 3\sigma_T \left[\left(s + \frac{1}{2} \log s - \frac{1}{6} + \frac{1}{2s} \right) \log(\sqrt{s} + \sqrt{s-1}) - \left(s + \frac{4}{9} - \frac{1}{9s} \right) \sqrt{1 - \frac{1}{s}} \right] \quad \left(s \equiv \frac{E_\gamma \epsilon}{m_e^2 c^4} \right)$$

であり、対生成反応に必要なエネルギーの閾値が

$$\epsilon_{th} = \frac{2m_e^2 c^4}{E_\gamma}$$

であるので、光学的深さとしては、

$$\tau_{\gamma}(E_{\gamma}) = \int_{\epsilon_{\text{th}}}^{\infty} d\epsilon \frac{1}{2} \frac{U_{\text{ph}}(\epsilon)}{\epsilon^2} \sigma_{\gamma\gamma}(E_{\gamma}, \epsilon) R_c$$

となる。ただし、 $R_c \sim 40R_s$ はコロナのサイズであり、 $U_{\text{ph}}(\epsilon) = \frac{L_{\text{ph}}(\epsilon)}{4\pi R_c^2 c}$ である。以上から計算された光学的深さを示したのが、図 4 である。

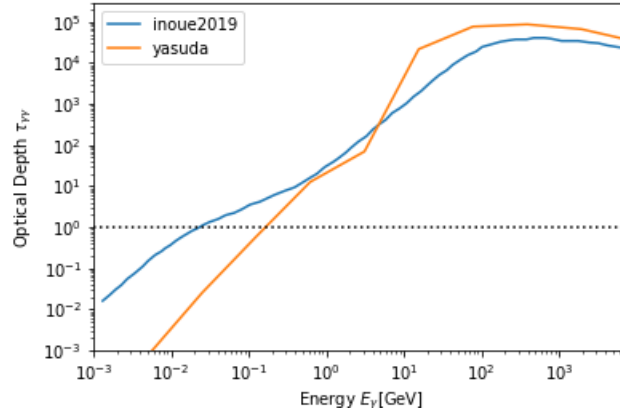


図 4: コロナでの高エネルギーガンマ線減衰に関する光学的深さを Inoue et al. 2019 の結果と比較したもの

3. AGN からの相対論的ジェット

(1) 大規模相対論的ジェットの物理的な構造(Sikora et al. 2020 のレビュー)

① 基本的な仮定

Sikora et al. 2020 に従って、FRII 電波銀河の電波ローブで観測された量と相対論的ジェットにおける電波放射パワー成分とが結びついていると仮定してその間の関係を考える。ジェットのパワーは内部エネルギーフラックスに支配されるため、末端での衝撃によってプロトン、レプトン、磁場間のエネルギー再分配が起こる。は無視できるほど小さい。このことから、ジェットのパワー成分比は電波ローブのエネルギー成分比に等しくて、

$$P_{e,j} : P_{p,j} : P_{B,j} \simeq E_{e,l} : E_{p,l} : E_{B,l},$$

で与えられる。さらに便宜上、無次元関係を導入して次のように変形することができる。

$$\kappa_j \equiv \frac{P_{e,j}}{P_{p,j}} \simeq \frac{E_{e,l}}{E_{p,l}} \equiv \kappa_l$$

$$\sigma_j \equiv \frac{P_{B,j}}{P_{e,j} + P_{p,j}} \simeq \frac{E_{B,l}}{E_{e,l} + E_{p,l}} \equiv \sigma_l,$$

ただし、 κ_j, σ_j はジェットのエネルギー成分比を表し、 κ_l, σ_l は電波ローブのエネルギー成分比を表している。

② ジェット中のレプトンの平均エネルギー

ジェット中のホットレプトンとホットプロトンは、平均ランダムローレンツ因子が $\bar{\gamma}_{e,j} \gg 1$ であり、超相対論的断熱指数が $4/3$ であるような相対論的な運動を行っていて、それらが運ぶジェットのパワー成分は、バルクローレンツ因子が $\Gamma_j \gg 1$ を満たす相対論的なエンタルピーフラックスと等しい。つまり、

$$\dot{P}_{e,j} \simeq \frac{4}{3} \Gamma_j^2 \bar{\gamma}_{e,j} n_e m_e c^3 A$$

$$\dot{P}_{p,j} = (1 + x_p) \Gamma_j \dot{M}_{p,j} c^2 = (1 + x_p) \Gamma_j^2 n_p m_p c^3 A$$

ただし、 $\dot{M}_{p,j} \equiv \Gamma_j n_p m_p c A$ はプロトンの質量流出率を表し、 A はジェットの断面積、 ϵ_p はプロトンの内部エネルギー密度、 p_p はプロトンの圧力、 $\rho_p c^2$ はプロトンの静止質量エネルギー密度、そして χ_p は

$$\chi_p = \frac{P_{p,j}}{\Gamma_j \dot{M}_{p,j} c^2} - 1 = \frac{\epsilon_p + p_p}{\rho_p c^2}.$$

で定義される量である。電波ローブの観測から、 $\kappa_l \geq 1$, $\frac{n_e}{n_p} \sim 20$ であることから、

$$\bar{\gamma}_{e,j} = \frac{3}{4} \kappa_j (1 + \chi_p) \frac{n_p m_p}{n_e m_e}$$

$$\simeq 70 \kappa_j (1 + \chi_p) \left\{ \frac{20 n_p}{n_e} \right\}, \quad \left(\because \frac{m_p}{m_e} \sim 1800 \right)$$

を得る。

③ ジェットパワーのプロトン/レプトン成分

σ_j の定義から、

$$1 + \sigma_j = \frac{P_{e,j} + P_{p,j} + P_{B,j}}{P_{e,j} + P_{p,j}} = \frac{P_j}{P_{e,j} + P_{p,j}} \sim \left(\frac{\kappa_l}{1 + \kappa_l} \right) \frac{P_j}{P_{e,j}}$$

が成り立ち、これを用いると、ジェットパワーのプロトン成分、レプトン成分は

$$\begin{aligned} \cdot P_{e,j} &= \frac{\kappa_j}{(1 + \kappa_j)(1 + \sigma_j)} P_j = \kappa_j P_{p,j} \\ \cdot P_{p,j} &= \frac{P_j}{(1 + \kappa_j)(1 + \sigma_j)} \end{aligned}$$

で与えられることが分かる。レプトンが担うジェットパワーの別の表現として、

$$\cdot P_{e,j} \simeq \frac{4}{3} \Gamma_j^2 \bar{\gamma}_{e,j} n_e m_e c^3 A$$

があることから、レプトンの個数フラックスは

$$\dot{N}_{e,j} \equiv \Gamma_j n_e c A = \frac{P_{e,j}}{\frac{4}{3} \Gamma_j \bar{\gamma}_{e,j} m_e c^2} = \left(\frac{\kappa_j}{1 + \kappa_j} \right) \frac{P_j}{\frac{4}{3} \Gamma_j \bar{\gamma}_{e,j} (1 + \sigma_j) m_e c^2},$$

と得られ、さらにプロトンについても個数フラックスが

$$\dot{N}_{p,j} \equiv \Gamma_j n_p c A = \frac{n_p}{n_e} \dot{N}_{e,j} = \frac{n_p}{n_e} \left(\frac{\kappa_j}{1 + \kappa_j} \right) \frac{P_j}{\frac{4}{3} \Gamma_j \bar{\gamma}_{e,j} (1 + \sigma_j) m_e c^2}$$

であると分かった。

(2) 活動銀河核中の粒子過程についてのタイムスケール

① 電子陽電子対消滅タイムスケール

AGN コロナが

$$R_\gamma = r_c R_g = r_c \frac{GM_{BH}}{c^2},$$

を満たす半径 R_γ の球体の形をしていると仮定する。ただし、 r_c は比例定数であり、 R_g は質量 M_{BH} のブラックホールの重力半径（シュバルツシルト半径を 2 で割ったもの）である。

Inoue et al. 2019 に従って、トムソン散乱オパシティー(不透明度) τ_T を、

$$n_e = \frac{\tau_T}{\sigma_T R_\gamma} \simeq 1.4 \times 10^9 \left(\frac{\tau_T}{1.1} \right) \left(\frac{r_c}{40} \right)^{-1} \left(\frac{M_{BH}}{10^8 M_\odot} \right)^{-1} [\text{cm}^3],$$

を満たすようにとる。ただし n_e はレプトン数密度、 σ_T はトムソン散乱断面積を表す。対消滅過程において、電子や陽電子が衝突して対消滅を起こすまでの自由に動ける平均の距離を表す平均自由行程 $\lambda_{e^+e^-}$ は $\lambda_{e^+e^-} = \frac{1}{n_e \sigma_{e^+e^-}}$ で定義される。ここで $\sigma_{e^+e^-} \simeq \frac{3}{8} \sigma_T$ は低エネルギーでの対消滅反応断面積である。これらから、対消滅タイムスケールは、

$$t_{e^+e^-} = \frac{1}{c n_e \sigma_{e^+e^-}} = \frac{8}{3 c n_e \sigma_T} \simeq 0.95 \times 10^5 \left(\frac{1.1}{\tau_T} \right) \left(\frac{r_c}{40} \right) \left(\frac{M_{BH}}{10^8 M_\odot} \right) [s]$$

と導かれる。

② 自由落下タイムスケール(降着タイムスケール)

レプトンの自由落下はプロトンの自由落下に引きずられることで起こり、自由落下のタイムスケールを評価する主な方程式は、次のように与えられる古典重力下の運動方程式である。

$$\rho \frac{d^2 r}{dt^2} = - \frac{GM_{BH}}{r^2} \rho,$$

ただし、 $\rho \sim m_p n_p$ である。これは初期条件として、レプトンがペア対生成によって初めに AGN コロナの表面上にできる、つまり時刻 $t = 0$ で $\frac{dr}{dt} = 0$, $r = R_\gamma$ とすると、

$$\frac{dr(t)}{dt} = - \sqrt{2GM_{BH} \left(\frac{1}{r(t)} - \frac{1}{R_\gamma} \right)}$$

となり、さらに、変数変換 $\cos \theta = \sqrt{\frac{r}{R_\gamma}}$ を施すと、自由落下タイムスケールは

$$t_{acc} = \sqrt{\frac{R_\gamma^3}{2GM_{BH}}} (\theta_1 + \sin 2\theta_1) \simeq 2.5 \times 10^5 \left(\frac{r_c}{40} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{M_{BH}}{10^8 M_\odot} \right) [s],$$

となる。ここで、 θ_1 は自由落下の最終状態についての定数であり、 $\cos \theta_1 = \sqrt{\frac{R_s}{R_\gamma}} \simeq \frac{1}{\sqrt{20}}$ を満たしている。

(3) 511keV 放射

① 対消滅効率

511keV ガンマ線の放射効率 f_{511keV} は、降着と対消滅のタイムスケールの比であり、より正確には、

$$\begin{aligned}
 f_{511keV} &= \min \left(\frac{t_{acc}}{t_{e^+e^-}}, 1.0 \right) \\
 &= \min \left(\frac{2.5 \times 10^5 \left(\frac{r_c}{40} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{M_{BH}}{10^8 M_\odot} \right) [s]}{0.95 \times 10^5 \left(\frac{1.1}{\tau_T} \right) \left(\frac{r_c}{40} \right) \left(\frac{M_{BH}}{10^8 M_\odot} \right) [s]}, 1.0 \right) \\
 &\sim \min \left(2.6 \times \left(\frac{\tau_T}{1.1} \right) \left(\frac{r_c}{40} \right)^{-\frac{1}{2}}, 1.0 \right) \\
 &= 1.0
 \end{aligned}$$

と計算され、レプトンは中心部に落ちるまでに十分対消滅を行えるといえる。陽電子個数フラックス $\dot{N}_{e^+(\gamma\gamma)}$ が与えられたとき、511keV ガンマ線フラックス $\dot{N}_{511keV}$ は

$$\dot{N}_{511keV} = 2.0 \times f_{511keV} (2 - 1.5f_p) \dot{N}_{e^+(\gamma\gamma)},$$

と与えられる。ここで、 f_p はレプトンペア全体に対してのポジトロニウムが占める割合を表している。これらから、

$$\begin{aligned}
 L_{511keV} &= \dot{N}_{511keV} \cdot m_e c^2 \\
 &= 2.0 \times (2 - 1.5f_p) \dot{N}_{e^+(\gamma\gamma)} m_e c^2 \\
 &= (4.0 - 3f_p) \left\{ 2f_{jb} f_{\gamma(>MeV)}^2 \frac{m_p}{m_e} \frac{\sigma_{\gamma\gamma}}{\sigma_T} \frac{\lambda_{Edd}}{R_\gamma/R_g} \frac{L_{acc}}{m_e c^2} \right\} m_e c^2 \\
 &= (8.0 - 6f_p) f_{jb} f_{\gamma(>MeV)}^2 \frac{m_p}{m_e} \frac{\sigma_{\gamma\gamma}}{\sigma_T} \frac{\lambda_{Edd}}{R_\gamma/R_g} L_{acc}
 \end{aligned}$$

と得られた。ここでコロナサイズに対して、ジェットのベース領域のサイズの割合を f_{jb} とした。

② ジェットベース領域のサイズ

ここで、ジェットベース領域の半開角度として、 $\theta_{jb} \sim \frac{1}{\Gamma_j}$ を導入してみよう。これについての立体角を使って、活動銀河核のジェットベース領域が占める体積の割合 f_{jb} を計算することができる。開口角に対応する立体角 Ω_{jb} は、この場合、次のようになる。

$$\Omega_{jb} = 2\pi(1 - \cos \theta_{jb})$$

そして、ジェットが2つの互いに反対方向に噴き出すという事実を念頭に置いた結果、

$$f_{jb} = \frac{2\Omega_{jb}}{4\pi} = 1 - \cos \theta_{jb}$$

を得る。観測から、ジェットの端でのバルクローレンツ因子は $\Gamma_j \sim 10$ と推定されるので、ジェットベース領域の割合は $f_{jb} = 1 - \cos \frac{1}{\Gamma_j} \simeq 0.50 \times 10^{-2}$ となる。

③ ディスクの 511keV 放射光度とジェットベース領域でのレプトン

ジェットとは独立に、円盤領域からの 511keV の放射は、以下のように見積もられる。

$$L_{511keV \text{ (Disk)}} \sim 2 \cdot f_{e^+e^-} \tau_{\gamma\gamma} \cdot f_{\gamma(>MeV)} \cdot L_{acc},$$

この結果から、自由落下によるジェット領域へのレプトン注入光度を、反応速度 $\tau_{\gamma\gamma}$ の助けを借りて推定することができる。

$$\cdot 1 - \tau_{\gamma\gamma} \rightarrow \text{To the jet region}$$

$$\cdot \tau_{\gamma\gamma} \rightarrow \text{Annihilate to emit 511keV gamma ray from Disk.}$$

この場合、コロナ領域からガンマ線によって電子と陽電子が対生成されると、そのうちの一定数は対消滅によって再びガンマ線となり、残りはそのままジェット領域に自由落下すると考えられる。

$$\begin{aligned}\tau_{\gamma\gamma} &= n_{\gamma(>MeV)} R_{\gamma} \sigma_{\gamma\gamma} = \frac{\dot{N}_{\gamma(>MeV)}}{4\pi R_{\gamma}^2 C} R_{\gamma} \sigma_{\gamma\gamma} \\ &\simeq \frac{f_{\gamma(>MeV)} L_{acc} \sigma_{\gamma\gamma}}{4\pi R_{\gamma} m_e c^3},\end{aligned}$$

となり、この関係から 511keV の光度が

$$\begin{aligned}L_{511keV(Disk)} &\sim \frac{2f_{\gamma(>MeV)} L_{acc} \sigma_{\gamma\gamma}}{4\pi R_{\gamma} m_e c^3} f_{\gamma(>MeV)} L_{acc} \\ &= \frac{2L_{acc} \sigma_{\gamma\gamma}}{4\pi R_{\gamma} m_e c^3} f_{\gamma(>MeV)}^2 L_{acc}.\end{aligned}$$

と導かれる。したがって、ジェット領域に注入されるレプトンの光度は

$$\begin{aligned}L_{e^+(\gamma\gamma)}^{jet} &= (8.0 - 6f_p) f_{jb} f_{\gamma(>MeV)}^2 \frac{m_p}{m_e} \frac{\sigma_{\gamma\gamma}}{\sigma_T} \frac{\lambda_{Edd}}{(R_{\gamma}/R_g)} L_{acc} \\ &= (8.0 - 6f_p) f_{jb} \frac{2\pi R_{\gamma} L_{511keV(Disk)}}{L_{acc}^2 \sigma_{\gamma\gamma}} \frac{m_p}{m_e} \frac{\sigma_{\gamma\gamma}}{\sigma_T} \frac{\lambda_{Edd}}{(R_{\gamma}/R_g)} L_{acc} \\ &= (8.0 - 6f_p) (1 - \cos \theta_{jb}) \frac{2\pi R_{\gamma}}{L_{acc} \sigma_{\gamma\gamma}} \frac{m_p}{m_e} \frac{\sigma_{\gamma\gamma}}{\sigma_T} \frac{\lambda_{Edd}}{(R_{\gamma}/R_g)} L_{511keV(Disk)} \\ &\simeq 4.5 \times 10^{-44} \frac{R_g}{\sigma_T} \left(\frac{f_{jb}}{0.5 \times 10^{-2}} \right) \left(\frac{m_p/m_e}{1800} \right) \left(\frac{\sigma_{\gamma\gamma}/\sigma_T}{0.20} \right) \\ &\quad \times \left(\frac{\lambda_{Edd}}{0.50} \right) \left(\frac{R_{\gamma}/R_g}{40} \right)^{-1} \left(\frac{L_{acc}}{10^{44}} \right)^{-1} (4 - 3f_p) L_{511keV(Disk)} [\text{erg/s}] \\ &\simeq 2.45 \times 10^{-6} \left(\frac{f_{jb}}{0.5 \times 10^{-2}} \right) \left(\frac{m_p/m_e}{1800} \right) \left(\frac{\sigma_{\gamma\gamma}/\sigma_T}{0.20} \right) \\ &\quad \times \left(\frac{\lambda_{Edd}}{0.50} \right) \left(\frac{R_{\gamma}/R_g}{40} \right)^{-1} \left(\frac{L_{acc}}{10^{44}} \right)^{-1} L_{511keV(Disk)} [\text{erg/s}]\end{aligned}$$

という関係を満たす。

(4) 参考文献

- [1] Marek Sikora, Mitchell C. Begelman, Greg M. Madejski, and Jean-Pierre Lasota. Are quasar jets dominated by poynting flux? *The Astrophysical Journal*, 625(1):72–77, may 2005.
- [2] M. Sikora and G. Madejski. On pair content and variability of subparsec jets in quasars. *The Astrophysical Journal*, 534(1):109–113, may 2000.
- [3] Marek Sikora, Krzysztof Nalewajko, and Greg M Madejski. On the significance of relativistically hot pairs in the jets of FR II radio galaxies. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 499(3):3749–3754, 10 2020.
- [4] Yoshiyuki Inoue, Dmitry Khangulyan, Susumu Inoue, and Akihiro Doi. On high-energy particles in accretion disk coronae of supermassive black holes: Implications for MeV gamma-rays and high-energy neutrinos from AGN cores. *The Astrophysical Journal*, 880(1):40, jul 2019.
- [5] Aaron C. Vincent, Antonio Vecchio, Jordi Miralda-Escudé, and Carlos Peña Garay. The Galactic 511 keV Line and the Intergalactic Positron Density. *Phys. Procedia*, 61:796–801, 2015.
- [6] Reba M. Bandyopadhyay, Joseph Silk, James E. Taylor, and Thomas J. Maccarone. On the origin of the 511-keV emission in the Galactic Centre. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 392(3):1115–1123, 01 2009.
- [7] C. A. Kierans, S. E. Boggs, A. Zoglauer, A. W. Lowell, C. Sleator, J. Beechert, T. J. Brandt, P. Jean, H. Lazar, J. Roberts, and et al. Detection of the 511 keV galactic positron annihilation line with cosi. *The Astrophysical Journal*, 895(1):44, May 2020.
- [8] Toshifumi Futamase Shoken Miyama, Kennichi Nomoto. Fundamentals of astrophysics2. *Modern Astronomy Series*, (12):304, May 2008.
- [9] Thomas Siegert, Roland Diehl, Jochen Greiner, Martin G. H. Krause, Andrei M. Beloborodov, Marion Cadolle Bel, Fabrizia Guglielmetti, Jerome Rodriguez, Andrew W. Strong, and Xiaoling Zhang. Positron annihilation signatures associated with the outburst of the microquasar v404 cygni. *Nature*, 531(7594):341–343, Feb 2016.
- [10] Andrzej Maciołek-Niedźwiecki, Andrzej A. Zdziarski, and Paolo S. Coppi. Electron-positron pair production and annihilation spectral features from compact sources. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 276(1):273–282, 09 1995.
- [11] Roland Svensson. Steady mildly relativistic thermal plasmas: processes and properties. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 209(2):175–208, jul 1984.
- [12] A A Zdziarski. Power-law X-ray and gamma-ray emission from relativistic thermal plasmas. *The Astrophysical Journal*, 289:514–525, feb 1985.
- [13] Gunnlaugur Björnsson and Roland Svensson. On the stability of electron-positron pair equilibria and the X-ray variability of active galactic nuclei. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 249:177, mar 1991.
- [14] R Svensson. Electron-Positron Pair Equilibria in Relativistic Plasmas. *The Astrophysical Journal*, 258:335, jul 1982.
- [15] Andrei M Beloborodov. Radiative Magnetic Reconnection Near Accreting Black Holes. *The Astrophysical Journal*, 850(2):141, 2017.

