

## 1. はじめに

銀河の約一割に、活動銀河核と呼ばれる特異な中心核が存在する。これらは点源であるにも拘らず、広がった銀河全てを足しあわせたより明るく輝き、太陽の一兆倍を超える放射輝度 ( $L \sim 10^{44}$  erg/s) と激しい時間変動 ( $t_{\text{var}} \sim 10^3$  sec) を特徴とする。時間変動のタイムスケールは、放射領域の大きさが我々の太陽系程度 ( $R \sim 10^{13}$  cm) に小さいことを示唆する。一方で、強い放射圧のもとで天体が吹き飛ばされず安定に放射を続けるためには、中心に  $10^6 M_{\odot}$  ( $M_{\odot}$ : 太陽質量) もの大質量が必要となる。活動銀河核は巨大なブラックホールであり、物質が落ち込む時に解放される重力エネルギーが放射の源であると考えられている。

活動銀河核は電波での活動性によって、Radio Loud と Radio Quiet に分類される。全体の約 10% が Radio Loud に属し、その殆んどにジェットと呼ばれる「粒子の噴き出し」を伴っている。図 1 に、典型的なジェットの概念図を示す。一般にジェットは中心コアから対称に噴き出し、大きなものでは  $10^{24}$  cm といった遠方まで伸びている。電波による観測では、ジェット内部の明るいスポットが見かけ上は光速を超えて移動する“超光速運動”が観測されている。これは、プラズマ全体がローレンツ因子にして  $\Gamma \simeq 10$  の相対論的運動をしている結果と考えられる<sup>[20]</sup>。

ブレーザーは、Radio Loud の中でもジェットが観測者の視線方向を向いた特異なジオメトリを特徴とする。1991年に米国のガンマ線天文衛星 *CGRO* が打ち上げられ、これらは一躍注目を集めることになった。同衛星には EGRET 検出器が搭載され、30 MeV から 30 GeV の広い領域で全天探査を行なった。271 個の天体が検出されたが、このうち 66 天体が活動銀河核であり、しかもブレーザー天体で

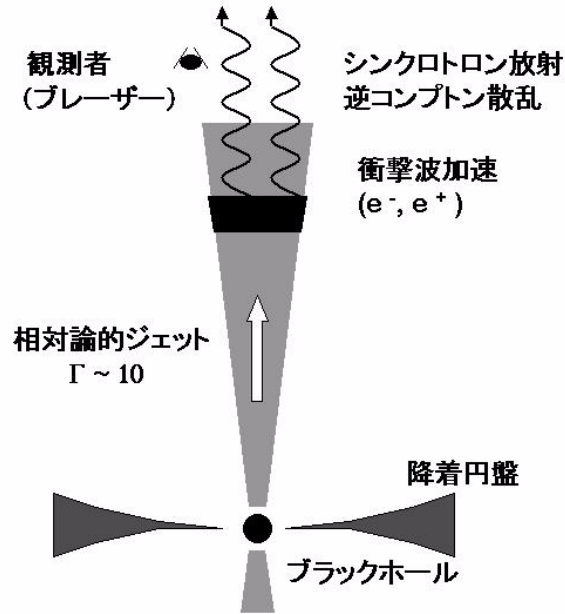


図 1: 活動銀河核ジェットからの放射概念図。ブレイザーでは、観測者がジェットのほぼ真正面に位置する。

あった [4]。ほぼ同じ時期に、地上の大気チェレンコフ望遠鏡で観測が行なわれ、4つのブレイザー天体からさらにエネルギーの高い TeV ガンマ線 ( $10^{12}$  eV) 放射が検出された [1]。「宇宙における巨大加速器」として現在も活発な議論を生んでいるが [6],[12],[14]、未だにジェット内部の加速機構や、時間変動の性質については明らかにされていない。解説として、本誌 53 巻 6 号の高原文郎氏の執筆を参照されたい。

重力エネルギーで加熱された天体からの放射は、ある温度で特徴づけられる“狭い”波長に集中している。一方で、活動銀河核の放射は電波からガンマ線まで多岐にわたっており、何らかの非熱的プロセスが同時に働いていると考えられる。ブレイザー天体は相対論的ジェットからの放射を直接、しかもビーミング効果で増幅して観測しており (§ 2.2)、熱的成分の寄与は無視できるほど小さい。ジェットからの“広い”放射と激しい時間変動を理解するには、様々な波長

で「同時に」観測を行なう必要がある。しかしながら、特に X 線 / ガンマ線で精度のよい観測が行なわれ始めたのは近年のことであり、十分な議論を行なうだけの背景に恵まれなかった。我々は、最も高いエネルギーを放射する“TeV ブレーザー”に的を絞り、日本の X 線天文衛星 *ASCA* を中心とした多波長同時観測を遂行してきた。本稿では、TeV ブレーザー Mrk 421, Mrk 501 の観測から、新しく見えてきた「相対論的ジェットの描像」を詳しく解説する。

## 2. ブレーザー天体からの高エネルギー放射

### 2.1 多波長スペクトルの変動

図 2 に示したのは、多波長観測で得られた Mrk 421 と Mrk 501 の放射スペクトルである。二山のピーク構造はブレーザー天体の放射に共通した特徴で、電波 ( $10^8$  Hz) から X 線 ( $10^{18}$  Hz) に至る低エネルギー成分は、磁場中の電子によるシンクロトロン放射と考えられる。硬 X 線から TeV ガンマ線 ( $10^{27}$  Hz) に伸びるピークは、同じ電子による逆コンプトン散乱と解釈される<sup>[19],[13]</sup>。X 線と TeV ガンマ線はともに低エネルギー成分と高エネルギー成分のカットオフに相当し、同じ高エネルギー電子からの放射と考えられる。観測時期によって放射輝度は一桁程度の変動を示すが、X 線と TeV ガンマ線の明るさは常に良く相関している。

### 2.2 相対論的ビーミング

光速に近い速度で噴射されているジェットからの放射は、視線方向の観測者に重大な効果をもたらす (図 1)。ローレンツ因子  $\Gamma$  で動くジェットの固有系で測った時間間隔、光

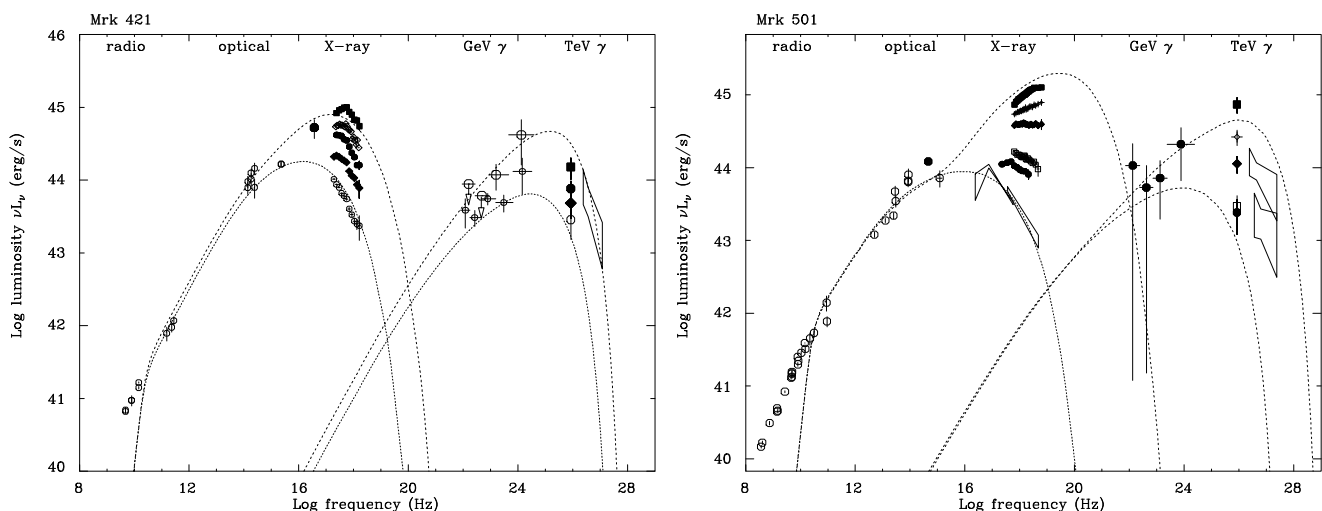


図 2: Mrk 421 と Mrk 501 の多波長放射スペクトル。横軸は周波数、縦軸は放射輝度に周波数をかけた表現で、各周波数あたりの放射輝度を表示している。白丸は過去の非同時観測データ、その他の記号は、異なる時期 (1996 年 – 1998 年) における完全な同時観測である。点線は理論曲線 (SSC モデル) のフィット結果。定常成分として磁場の強さ:  $B \sim 0.1$  G, 領域の大きさ:  $R \sim 10^{16}$  cm, 電子の最大加速エネルギー:  $\gamma \sim 10^5$  などを仮定している。フレア成分は、電子の個数と最大加速エネルギーが変動した結果と解釈できる。より詳細は文献 (Kataoka 2000) を参照されたい。

子周波数と、観測の間には  $t_{\text{obs}} = t_{\text{jet}}/\delta$ ,  $\nu_{\text{obs}} = \nu_{\text{jet}}\delta$  の関係がある。ここで  $\delta = \Gamma^{-1}(1 - \beta \cos\theta)^{-1}$  はビーミング因子と呼ばれる量であり、 $\theta$  はジェットと視線方向のなす角度、 $\beta$  はジェットの速度 ( $v/c$ ) である。ブレーザーの場合は  $\theta \simeq 1/\Gamma$  と考えられるので  $\delta \simeq \Gamma$  が得られる。電波の観測結果を用いれば、 $\delta \simeq 10$  となる。さらに、ジェット内部で等方的に放射された光子は、観測系では立体角  $\Omega \propto \delta^{-2}$  の領域に集中する。つまり、ブレーザー天体ではジェットからの放射 ( $L \propto \nu t^{-1} \Omega^{-1}$ ) が  $\delta^4 \sim 10^4$  倍に強められて観測される。

### 2.3 ジェット中での電子の放射過程

ジェット内部に強さ  $B$  (G) の一様な磁場があるとして、シンクロトロン放射と逆コンプトン放射の寄与を見積もる。

簡単のため、以下では逆コンプトン散乱が全てトムソン近似の成り立つ領域で起こるとする。逆コンプトン散乱の標的光子としては、シンクロトロン光子やジェット外部からの様々な光子が考えられる。前者のみを考慮した場合をシンクロトロン自己コンプトン過程 (SSC 過程) と呼ぶ [7]。外部光子の源としてはブラックホール近傍の降着円盤から入射する光子や、それらが周囲のガスで散乱されて入射する光子など様々な過程が考えられる [15]。しかしながら、TeV ブレーザーでは X 線と TeV ガンマ線の輝度相関などから、SSC 過程が主であると考えられる [6],[8]。

エネルギー  $\gamma m_e c^2$  の電子が放射するシンクロトロン光子の周波数は、観測系で

$$\nu_{\text{sync}} \simeq 1.2 \times 10^6 B \delta \gamma^2, \quad (1)$$

逆コンプトン散乱で叩きあげられた光子の周波数は

$$\nu_{\text{SSC}} = \gamma^2 \nu_{\text{sync}} \quad (2)$$

と表される。従って、図 2 のシンクロトロン成分と逆コンプトン成分のピーク周波数の比をとることで、放射に主に寄与する電子のエネルギーを見積もることができる。定常放射に関して、 $\nu_{\text{sync}} \sim 10^{16}$  Hz,  $\nu_{\text{SSC}} \sim 10^{26}$  Hz を取ると、 $\gamma \simeq 10^5$  が求まる。典型的なビーミング因子を  $\delta \sim 10$  とすれば、(1) よりジェット内部の磁場の強さ  $B \sim 0.1$  G が導かれる。

一方で、個々の電子がシンクロトロン放射と逆コンプトン放射で単位時間に失うエネルギーは、それぞれ

$$\left[ \frac{d}{dt} (\gamma m_e c^2) \right]_{\text{sync}} = \frac{4}{3} \sigma_{TC} \gamma^2 U_B, \quad (3)$$

$$\left[ \frac{d}{dt} (\gamma m_e c^2) \right]_{\text{SSC}} = \frac{4}{3} \sigma_{TC} \gamma^2 U_{\text{sync}} \quad (4)$$

で与えられる。ここで  $U_B$ ,  $U_{\text{sync}}$  は磁場とシンクロトロン光子のエネルギー密度、 $\sigma_T$  はトムソン散乱の断面積である。放射輝度は、このエネルギー損失に全電子数をかけたものであるから、シンクロトロン放射と逆コンプトン放射の輝度の比は

$$\frac{L_{\text{SSC}}}{L_{\text{sync}}} = \frac{U_{\text{sync}}}{U_B} \quad (5)$$

で与えられる。TeV ブレーザーの場合は  $L_{\text{sync}} \sim L_{\text{SSC}}$  であるから  $U_{\text{sync}} \sim U_B \sim 4 \times 10^{-4} \text{ erg/cm}^3$  が得られる。簡単のため、放射領域をジェット内部で半径  $R$  の球とすると、放射輝度と光子エネルギー密度の間に

$$L_{\text{sync}} = 4\pi R^2 c \delta^4 U_{\text{sync}} \quad (6)$$

の関係がある。上記で求めた値を代入し、図 2 より  $L_{\text{sync}} \simeq 10^{44} \text{ erg/s}$  を用いると、放射領域のサイズが  $R \simeq 10^{16} \text{ cm}$  と見積もられる。上記のシナリオは放射スペクトルの形状だけを用いた議論であるが、典型的な時間変動として  $R/(c\delta) \sim 1 \text{ day}$  が観測されることを予想する。以下では光度曲線という全く独立な観測量からこれを検証し、さらにジェット内部の動力学について新たな示唆を加えたい。

### 3. ブレーザー天体の時間変動

#### 3.1. X 線の時間変動の特徴

図 3 に示したのは、*ASCA* によって得られた Mrk 421 と Mrk 501 の光度曲線である。0.5–10 keV といった広い領域で、はじめて一週間以上にわたる連続な光度曲線を得ることに成功した<sup>[17],[18]</sup>。どちらの光度曲線も立ち上がり立ち下がりのほぼ等しい「対称な」フレアが連続してい

るが、変動の時間スケールに違いが見られる。図 4 に、これらの光度曲線から求めたパワースペクトルを示す。Mrk 421 では  $f_{br} \simeq 10^{-5}$  Hz, Mrk 501 では  $f_{br} \simeq 5 \times 10^{-6}$  Hz に折れ曲がりがあり、変動の性質が大きく変化している。折れ曲がりの位置は、個々のフレアの時間スケールに対応していることが分かる。 $f > f_{br}$  のパワーは  $-2.3 \pm 0.1$  の急な巾関数で表されるが、これより遅い変動 ( $f < f_{br}$ ) は、 $1/f$  ノイズ (フラクタル) に近づくことが示唆される。フラクタルな変動は質量降着を特徴とするブラックホールに共通な性質といえる [5]。より長期的な観測による確認が必要であるが、この結果は時間変動の起源に新しい解釈を与える。つまり、ブレーザーの“速い”変動 (フレア) はジェット内部で生じた摂動に起源を持つが (§ 3.2)、“遅い”変動はブラックホール近傍、たとえば質量降着率の変化が、そのままジェットに伝わったと理解できるかもしれない [11]。

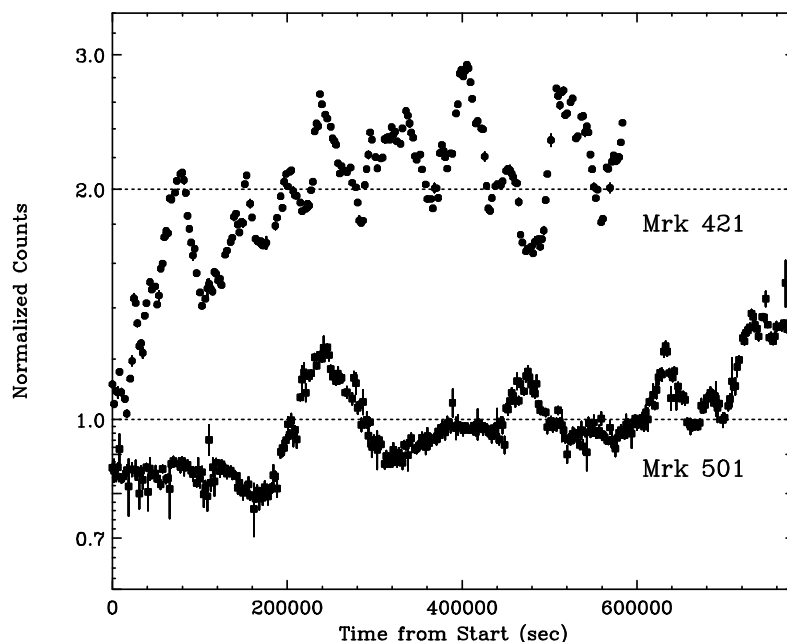


図 3: ASCA 衛星による、Mrk 421 と Mrk 501 の光度曲線。光度は平均の値で規格化し、Mrk 421 は 2 倍のオフセットを付けている。それぞれの中心を点線で示す。

### 3.2. 変動に寄与する物理過程

フレアの時間スケールを説明する物理過程として、以下の三つが考えられる。

- (1) 電子の加速時間:  $t_{\text{acc}}$
- (2) 電子の放射冷却時間:  $t_{\text{cool}}$
- (3) 領域の光速横断時間:  $t_{\text{crs}}$

$t_{\text{acc}}$  はジェット内部の衝撃波で電子があるエネルギーまで加速される時間である。電子が磁場による非衝突散乱で衝撃波面を繰り返し横断し、統計加速される場合には、加速に要する典型的時間は

$$t_{\text{acc}} = \frac{20\lambda(\gamma)c}{3v_s^2} \quad (7)$$

で表される。ここで  $v_s$  は衝撃波の速度であり、 $\lambda(\gamma)$  は磁場の乱れによる散乱の平均自由行程で、ジャイロ半径 ( $r = \gamma m_e c^2 / (eB)$ ) に比例する。したがって、電子の加速時間は磁場の強さと電子のエネルギーに対して  $t_{\text{acc}} \propto B^{-1} \gamma$  の依存性を持つ。つまり、エネルギーの高い電子ほど加速に時間を要する<sup>[6]</sup>。

SSC 過程における電子の放射冷却時間  $t_{\text{cool}}$  は、シンクロトロン放射と逆コンプトン放射の両方の寄与を併せて

$$t_{\text{cool}} = \frac{3m_e c}{4(U_B + U_{\text{sync}})\sigma_T \gamma} \quad (8)$$

と表される。シンクロトロン光子のエネルギー密度は  $U_B$  に比例するので (§ 2.3)、 $t_{\text{cool}} \propto B^{-2} \gamma^{-1}$  の関係がある。加速とは逆に、エネルギーの高い電子ほど速く冷却する<sup>[16]</sup>。したがって、電子が到達しうるエネルギーの最大値は、加速と冷却の釣り合いで決まる。X線や TeV ガンマ線を放射する最大エネルギー付近の電子では  $t_{\text{acc}} \simeq t_{\text{cool}}$  が成り立つと考えられる。



最後に、領域の横断時間を考える。より現実的な描像では、衝撃波が大きさ  $R$  の領域を通過する場合、 $R/v_s$  の間加速された電子を注入し続けると考えられる<sup>[12]</sup>。電子の注入時間が電子の加速時間より長ければ、 $R/v_s$  が観測される時間スケールになる。衝撃波が相対論的で十分に速い場合、これは  $R/c$  で近似される。同様に、加速時間や冷却時間が光速の横断時間よりも短い場合は、時間変動が  $R/c$  のフィルタで鈍されて、「対称な」フレアとして観測される。つまり、 $t_{\text{crs}} (=R/c)$  と  $t_{\text{acc}}, t_{\text{cool}}$  の大小関係が、観測される時間変動を決定する<sup>[2],[10]</sup>。

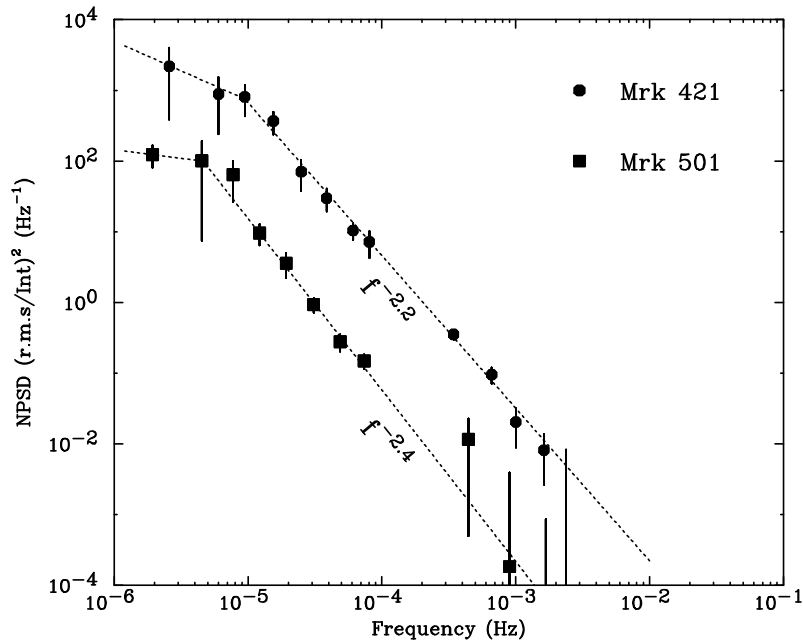


図 4: Mrk 421 と Mrk 501 の規格化したパワースペクトル。  $f_{\text{br}} \sim 10^{-5}$  Hz (約 1 day に相当) に折れ曲がりがある。Mrk 501 のパワーは 1/10 倍してある。

### 3.3. 加速のメカニズムと中心ブラックホールの質量

前節までの結果から、ブレーザーの時間変動について以下の知見が得られた。

- (1) TeV ブレーザーのパワースペクトルは、 $f_{\text{br}}$  に特徴的な折れ曲がりを示す
- (2) 折れ曲がりの位置は、個々のフレアの立ち上がりや立ち下がりの時間スケール ( $t_{\text{var}} \simeq 1 \text{ day}$ ) を反映している
- (3) 折れ曲がりより“速い”変動は、強く抑制されている

“速い”変動が抑制されていることは、 $t_{\text{var}}$  が系のサイズをそのまま反映していることを示唆する。そこで、様々な X 線バンドに分けてフレアの形状を解析したところ、 $t_{\text{var}}$  にエネルギー依存性が見られないことが分かった。もし、フレアの立ち上がりや立ち下がりが加速 ( $t_{\text{acc}}$ ) と冷却 ( $t_{\text{cool}}$ ) を直接に反映しているならば、両者ともエネルギー依存性を持つ筈であり (§ 3.2)、この結果は説明できない。これらは、ジェット中での電子の加速時間 / 冷却時間が  $R/c$  より短いことを示唆する。実際、典型的な磁場の強さ ( $B \simeq 0.1 \text{ G}$ ) とビーミング因子 ( $\delta \simeq 10$ ) から観測系での冷却時間を見積もると、X 線を放射する電子に対して  $t_{\text{cool}}(\text{X-ray}) \simeq 5 \times 10^3 - 2 \times 10^4 \text{ sec}$  であり、観測された  $t_{\text{var}} (\simeq 10^5 \text{ sec})$  よりも十分短い。

$t_{\text{var}}$  が系のサイズを反映するならば、ジェット内部での X 線放射領域やブラックホールの質量に新しい示唆が得られる。ビーミングの影響を補正した放射領域のサイズは  $R = 10^{16-17} \left(\frac{\Gamma}{10}\right) \text{ cm}$  と書ける。ジェットの静止系で粒子が等方的に吹き出しているとする、ジェットの開き角は  $\sim 1/\Gamma$  と求まる。ジェットの断面積を系のサイズとして、中心ブラックホールから放射領域までの距離を  $D = 10^{17-18} \left(\frac{\Gamma}{10}\right)^2 \text{ cm}$  と見積もることができる [11]。この特徴的な距離で X 線放射が起きる理由については、二つの解釈が与えられる。

一つは「外部衝撃波モデル」であり、ジェット内部のプラズマが、外部の物質と相互作用で徐々に減速し、衝撃波

をたてる描像である<sup>[3]</sup>。この場合、中心ブラックホールから  $10^{17-18}$  cm に物質の濃い領域があり、ここで生じた衝撃波により電子が高いエネルギーまで加速される。このような“雲”は Broad Line Region (BLR) と呼ばれ、ジェットを伴わない Radio Quiet の活動銀河核では良く知られた存在である<sup>[19]</sup>。BLR は中心ブラックホールから  $10^{17-18}$  cm に分布していると考えられ、距離的にもよく一致する。我々の結果は、ブレーザーのような Radio Loud の活動銀河核でも BLR は存在するが、ジェットからの強い放射で隠されていることを意味するのかもしれない。

もう一つのシナリオは、内部衝撃波モデルとよばれ、ガンマ線バーストの理解にも応用されている。例えば 本誌 55 巻 7 号の小林史歩氏の執筆を参照されたい。この場合、ジェットは連続的に放出されるのではなく、異なる速度を持つブロッブ (塊) として断続的に放出される状況を想定する。個々のブロッブは中心ブラックホールの力学的なタイムスケール  $R_g/c$  ( $R_g$ : シュワルツシルド半径) 程度の時間差をおいて放出される。簡単のため、二つのブロッブのみを考える。最初のブロッブは速度  $\Gamma$  を持ち、時刻  $t = 0$  で放射される。続くブロッブはこれより速い速度  $\alpha\Gamma$  ( $\alpha > 1$ ) を持ち、時刻  $t = kR_g/c$  ( $k > 3$ ) に放射される。簡単な計算から、二つのブロッブが衝突する距離は中心ブラックホールから

$$D = 10^3 \left(\frac{k}{10}\right) \left(\frac{\Gamma}{10}\right) \left(\frac{2\alpha^2}{\alpha^2 - 1}\right) R_g \quad (9)$$

であることが示される。

衝突による衝撃波で、電子が相対論的速度まで加速されると考えると、X 線の放射領域のサイズは  $D/\Gamma$  程度、観測される変動の時間スケールは  $t_{\text{var}} \simeq D/(c\Gamma^2)$  程度であると期待される。逆に、変動の時間スケール  $t_{\text{var}}$  が分かれ

ば、(9)式を用いて中心ブラックホールの質量を見積もることが可能となる。具体的には

$$M = 9 \times 10^8 \left( \frac{t_{\text{var}}}{\text{day}} \right) \left( \frac{k}{10} \right) \left( \frac{\alpha^2 - 1}{2\alpha^2} \right) M_{\odot} \quad (10)$$

と書くことができる。TeV ブレーザーの場合、 $t_{\text{var}} \sim 1$  day であるので、 $k \simeq 10$ ,  $\alpha \gg 1$  を仮定すると  $10^7 < M/M_{\odot} < 10^9$  が得られる。

#### 4. おわりに

宇宙における巨大加速器「ジェット」を探る上で、ブレーザーは理想的な天体といえる。放射スペクトルは電波からガンマ線まで 20 桁にわたるため、個々の波長の観測だけでは理解を深めるのが難しい。最近、我々が中心に進めている世界的なキャンペーンにより、はじめてジェットからの放射の全体像を得ることが可能になった。観測された事実、特に X 線と TeV ガンマ線の変動の相関は、従来示唆されてきた SSC 過程を極めて良く再現するものであった。さらに、日本の X 線天文衛星 ASCA を用いた長期観測から、ブレーザーの時間変動の特質を初めて詳細に調べることが可能となった。これらの結果を総合すると、ジェット内部のダイナミクスや中心ブラックホールの質量、また電子加速のメカニズムについて、全く新しい切り口を得ることができる。今後は同様な研究を、電波、光学、紫外、ガンマ線といった全ての波長で行なうことで、ジェット内部の加速機構や放射機構について新しい知見を得ることを目標としたい。

本稿の執筆にあたり、共同研究者である高橋忠幸氏、谷畑千春氏(宇宙科学研)、高原文郎氏、林田清氏(大阪大)、井上進氏(国立天文台)の協力に感謝したい。

## 参考文献

- [1] Catanese, M., & Weekes, T. C., 2000, *PASP*, 111, 193C.
- [2] Chiaberge, M., & Ghisellini, G., 1999, *MNRAS*, 306, 551.
- [3] Dermer, C. D. & Chiang, J. 1998, *New Astronomy*, 3, 157.
- [4] Hartman, R. C., et al. 1999, *ApJS*, 123, 79.
- [5] Hayashida, K., et al. 1998, *ApJ*, 500, 642.
- [6] Inoue, S., & Takahara, F. 1996, *ApJ*, 463, 555.
- [7] Jones, T. W., O'Dell, S. L., & Stein, W. A. 1974, *ApJ*, 188,
- [8] Kataoka, et al, 1999, *ApJ*, 514, 138.
- [9] Kataoka, J., 2000a, PhD thesis, University of Tokyo.
- [10] Kataoka, J., et al, 2000b, *ApJ*, 528, 243.
- [11] Kataoka, J., et al, 2000c, *ApJ*, submitted.
- [12] Kirk, J. G., Rieger, F. M. & Mastichiadis, A. 1998, *A&A*, 333, 452.
- [13] Kubo, H., et al. 1998, *ApJ*, 504, 693.
- [14] Kusunose, M., Takahara, F, and Li, H., 2000, *ApJ*, 536, 299.
- [15] Sikora, M., Begelman, M. C., & Rees, M. J. 1994, *ApJ*, 421, 153.
- [16] Takahashi, T., et al. 1996, *ApJ*, 470, L89
- [17] Takahashi, T., et al, 2000, *ApJ*, 542, L105.
- [18] Tanihata, C., et al, 2000, in preparation.
- [19] Ulrich, M.-H., Maraschi, L., & Urry, C. M. 1997, *ARAA*, 35, 445. 353.
- [20] Vermeulen, R. C., & Cohen, M. H. 1994, *ApJ*, 430, 467.