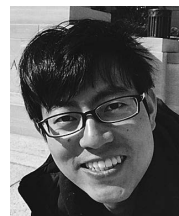


高エネルギー天体としての高温降着流

木村 成生

〈ペンシルベニア州立大学天文学科 University Park, Pennsylvania, PA 16802, USA〉

e-mail: szk323@psu.edu



ブラックホールへの質量降着現象は活動銀河核やX線連星などに見られる。降着する物質の量が少ないときには非常に高温で希薄な高温降着流が実現する。その温度は1兆度にも達し、降着物質は粒子同士のクーロン衝突が非効率な無衝突プラズマとなる。そこでは磁気リコネクションや乱流二次加速によって非熱的な高エネルギー粒子（宇宙線）が生成される。本稿では、宇宙線が降着流の力学構造に与える影響や高温降着流から放出される高エネルギー粒子（ニュートリノ、ガンマ線、宇宙線陽子）について議論する。

1. 高温降着流と宇宙線

活動銀河核やX線連星では、中心にある高密度星へと物質が降り積もる質量降着により解放した重力エネルギーを使って輝いている。シュワルツシルトブラックホールへの質量降着を考えた場合、無限遠から最内縁安定円軌道まで落ち込んだ時の陽子一つ当たりのエネルギー変換効率は質量エネルギーの6%程度であり、主系列星内部での水素核燃焼反応の0.7%と比べてはるかに効率的にエネルギーを解放することができる¹⁾。ブラックホール降着は既知の現象の中で最もエネルギー発生効率の高い現象である。

降着流の性質は質量降着率に依存していくつかの状態をとる。降着によるエネルギー解放率がエディントン限界光度（放射圧と重力が釣り合う光度）と同程度の場合には、解放エネルギーは効率よく放射へと変換され、放射冷却により低温度で幾何学的に薄い標準降着円盤が形成される²⁾。ここでの低温度とは、音速が回転速度よりも十分遅いという意味であり、活動銀河核で10万度、X線連星で1,000万度程度である。質量降着率がそれよりも小さいと、解放エネルギーの多くは熱エネ

ルギーへと変換され、幾何学的に厚い高温降着流が形成される。高温降着流では解放されたエネルギーは移流によってブラックホールへと運ばれるため、移流優勢降着流とも呼ばれている³⁾。高温降着流内部は非常に高温で希薄となるため、降着物質は粒子同士のクーロン散乱が非効率な無衝突プラズマとなり、電子温度と陽子温度は違ってもよい。典型的には陽子の温度はボリアル温度（解放した重力エネルギーの半分を熱にした温度）に近い1兆度程度、電子は放射を出して冷えるため陽子温度より十分低い10億度程度となる¹⁾。X線連星では明るくて電子温度の低いHigh-Soft状態と、暗くて電子温度の高いLow-Hard状態の二つの状態が知られており、それぞれ標準降着円盤と高温降着流の二つの状態に対応していると考えられている⁴⁾。

降着物質は一般に角運動量をもっており、高密度星の周りに遠心力によって支えられる円盤を形成するため、このままでは高密度星へ落ち込むことができない。定常的に物質を降着させてエネルギーを解放するには、角運動量を輸送する必要がある。普通の流体の分子粘性では観測されているX線連星や活動銀河核の明るさを説明することは

不可能であるため、何らかの乱流が存在して効率的に角運動量が輸送されている必要がある。現在では、磁気回転不安定性と呼ばれる磁気流体不安定性により、差動回転する磁化した円盤には乱流が発達することがわかっている^{1),5)}。この乱流磁場によるマクスウェル応力が降着物質に働き、角運動量を効率的に輸送して質量降着を続けることができる。磁気回転不安定性による角運動量輸送機構は三次元磁気流体シミュレーションにより確認されており、現在では広く受け入れられている^{1),6)}。

磁気回転不安定性による乱流場中では、磁気リコネクションにより乱流エネルギーが散逸していると考えられている。磁気リコネクションとは、逆向きの磁場が接近した際に磁力線がつなぎ変わることで磁気エネルギーを散逸する現象である^{5),7)}。磁場が散逸する際には電場が生じ、一部の粒子が高エネルギーへと加速される。標準円盤では非常に密度が高いため、加速された粒子がいたとしてもクーロン散乱などにより背景の流体にエネルギーを渡して減速される。したがって、標準円盤内では散逸したエネルギーはすべて熱的粒子の内部エネルギーとなる。一方、高温降着流では加速された粒子がクーロン散乱によりエネルギーを失うことはない。したがって、高温降着流では散逸したエネルギーの一部が非熱的な高エネルギー粒子（宇宙線）の生成に使われる。この宇宙線生成機構も、無衝突プラズマ中での磁気回転不安定性を調べるプラズマ粒子シミュレーションにより確かめられている⁸⁾。

生成された宇宙線はより大きなスケールで乱流電磁場によって散乱される。乱流電磁場はAlfvén速度（磁気流体において磁場の摂動が伝わる特徴的な速度）をもった散乱体とみなすことができ、その散乱体と正面衝突した宇宙線粒子はエネルギーを増加させ、散乱体と追突した粒子はエネルギーを減少させる。宇宙線と乱流電磁場が正面衝突する確率は追突する確率よりも高いため、平均的に粒子は乱流場からエネルギーを受け取り、さ

らに高エネルギーへと加速されていく。これが乱流二次加速と呼ばれる現象^{7),9)}であり、高温降着流内部にはこのようにして作られた宇宙線が存在すると考えられる。また、ブラックホール候補天体の多波長観測を説明するモデル計算でも、高エネルギーの非熱的電子が存在するほうが観測をより良く説明できることが示されており¹⁰⁾、理論的にも観測的にも高温降着流には宇宙線が存在すると考えられている。

2. 宇宙線を含む降着流の力学構造

高温降着流内部で生成された宇宙線は降着流内部の乱流磁場により閉じ込められているが、降着流内部の光子や陽子と相互作用し、ニュートリノやガンマ線を放出する。また、高いエネルギーをもつ宇宙線ほど平均自由行程が長くなり、十分高エネルギーまで加速された宇宙線は降着流から逃走する（図1）。降着流で生成された宇宙線の大部分は拡散的に逃走して解放したエネルギーの一部を持ち去るため、宇宙線は降着流に対して冷却材として働くと考えられる。無衝突プラズマ中での宇宙線の生成率は高くなりうるため、宇宙線が力学構造に影響を与える可能性がある。そこで筆

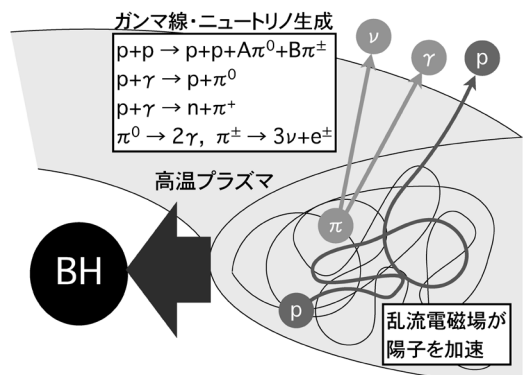


図1 高温降着流の宇宙線の模式図。磁気リコネクションや乱流二次加速により生成された宇宙線は背景陽子や光子と相互作用してガンマ線やニュートリノを生成しつつ降着流から逃走する。

者らは宇宙線を含んだ降着流の力学構造の支配方程式を定式化し、一次元の流体方程式と宇宙線の輸送方程式を数値的に解くことで宇宙線が力学構造へ与える影響を調べた¹¹⁾。現在のところ、乱流加速や磁気リコネクションにおける宇宙線の生成率はよくわかっていないため、熱エネルギー発生率のうち宇宙線の加速に使われる割合（宇宙線注入率）をパラメータとして定式化した。簡単のため、電子による冷却は無視して定式化を行った。

さまざまな宇宙線注入率に対して計算を行った結果、宇宙線注入率が非常に大きい場合でのみ宇宙線が力学構造を変更しうることがわかった。宇宙線注入率が50%より小さい間は熱的粒子がほとんどのエネルギーをもち、宇宙線の力学構造への影響はほとんどなく、移流優勢の高温降着流が実現する。宇宙線注入率が90%と非常に大きい場合には、降着流の熱エネルギーは大きく減少し、移流ではなく冷却が支配的な標準降着円盤に近い力学構造を取ることがわかった（図2）。宇宙線による冷却が効いた場合、温度が下がってクーロン衝突の効率が良くなるため、降着流は無衝突でなくなる。すると、無視していた電子による冷却の

効果も重要となってくる。こうなると宇宙線を高い効率で作りに出すことは難しく、このような解は実現しないと考えられる。したがって、宇宙線が高温降着流の力学構造へ与える影響は限定的であることがわかった。

一方で、高温降着流内で生成されるガンマ線やニュートリノ光度はそれほど小さくない。降着流の中では二つのニュートリノの生成過程がある。一つは陽子-陽子非弾性散乱であり、もう一つは光中間子反応である。非弾性散乱では宇宙線陽子が背景の陽子と反応し多数のパイ中間子を生成する。パイ中間子には電荷をもたない π^0 と、電荷をもつ π^\pm に分類される。 π^0 は二つのガンマ線へと崩壊し、 π^\pm は一つの e^\pm と三つのニュートリノへと崩壊する。光中間子反応では宇宙線は光子と反応して主に高エネルギーの π^+ または π^0 を生成し、これらのパイ中間子がガンマ線やニュートリノへとそれぞれ崩壊する（図1）。

ここでは簡単のため、陽子の非弾性散乱のみを考えることにする。ニュートリノの光度は標的となる熱的陽子の密度に依存する。高温降着流が実現する範囲で大きめの質量降着率を取り、宇宙線注入率を30%程度にとると、降着物質の質量エネルギーの0.01%程度がニュートリノやガンマ線として取り出せる。これは $10^8 M_\odot$ 程度の質量を持つ活動銀河核であれば 1×10^{40} erg/sの程度となる。この見積もりで無視した標的光子が多ければ、ニュートリノ光度はより大きなものになり、観測の可能性を議論する価値がある。筆者らがこの研究を進めている間に、IceCubeニュートリノ望遠鏡が天体起源の高エネルギーニュートリノの検出を報告した¹²⁾。次章ではIceCubeが検出した天体ニュートリノの性質をまとめ、低光度活動銀河核にある高温降着流からのニュートリノ放射を議論する。

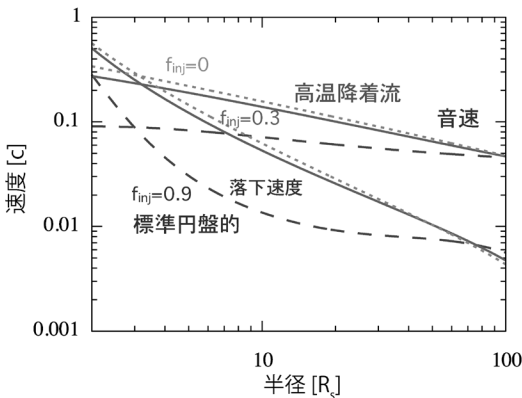


図2 宇宙線を考慮に入れた降着流の落下速度と音速の動径分布。宇宙線注入率が30%のモデル（実線）は宇宙線がない高温降着流（点線）とほぼ変化がないが、宇宙線注入率が90%のモデル（破線）では構造が大きく異なり標準降着円盤的になっている。

3. 高温降着流からのニュートリノ放射

3.1 IceCube ニュートリノ

IceCube 望遠鏡は南極に作られた巨大なニュートリノ望遠鏡であり、南極の氷の中に埋め込んだ検出器でチェレンコフ光を観測する。GeV 付近の低エネルギーでは宇宙線と地球大気との反応で生成される大気ニュートリノによる雑音が大きいが、高エネルギーではそれらが急速に小さくなるため、天体起源のニュートリノを検出することができる。2005年に建設が始まり、2010年に本格的な観測を開始、2013年に天体起源の高エネルギーニュートリノの検出を報告した。

IceCubeが検出した天体ニュートリノは全宇宙からの寄与を積分して得られる拡散ニュートリノであり、ニュートリノ点源は現在のところ観測されていない¹³⁾。観測された天体ニュートリノの到来方向は等方を仮定したものと無矛盾であるため、銀河系外天体が起源であると考えられる¹⁴⁾。天体起源と思われるニュートリノは10 TeVから数PeVの範囲で検出されており、低エネルギー側でフラックスが大きい傾向にある¹⁵⁾。

天体からニュートリノが放出される場合、パイ中間子の崩壊を経ることから、ニュートリノのフレーバー比は起源天体では $\nu_e:\nu_\mu:\nu_\tau=1:2:0$ となる。この比はニュートリノ振動によって伝播中に変化し、長距離を伝播した場合には $\nu_e:\nu_\mu:\nu_\tau=1:1:1$ となる。観測されたニュートリノのフレーバー比は上記の値と無矛盾である¹⁴⁾。

起源天体に関してはまだ謎が多い。ガンマ線バーストは天体ニュートリノの有力な起源であると考えられていた¹⁶⁾。しかし、観測されているガンマ線バーストとの時間・空間相関を用いたニュートリノ探索では高エネルギーニュートリノは見つかっておらず、少なくとも明るいガンマ線バーストが天体ニュートリノの起源ではないことが示されている¹⁷⁾。ブレーザー（相対論的ジェットが

観測者の方向を向いている活動銀河核）もまた、有力なニュートリノ起源天体と考えられていた¹⁸⁾。しかし、ニュートリノで明るい予想されていたクエーサー型のブレーザーは数が少なく、IceCubeでニュートリノ点源が見つかっていないことと矛盾する¹³⁾。

爆発的星形成銀河¹⁹⁾や銀河団²⁰⁾もIceCubeニュートリノの起源として議論されているが、これらはガンマ線の観測から制限がされている^{21), 22)}。天体からニュートリノが放出される時、ガンマ線も同時に放出される。PeVのガンマ線は銀河間空間を伝播する際、宇宙マイクロ波背景放射や赤外線背景放射と電子陽電子対生成を起こし、電磁カスケードによって10-100 GeV付近の光子として地球に到来する。IceCubeで観測されたニュートリノフラックスは低エネルギー側（10 TeV付近）ではFermiガンマ線望遠鏡が検出したガンマ線背景放射とほぼ同程度であり、もしこれらのニュートリノの起源がガンマ線に対して透明であれば、ガンマ線背景放射が明るくなりすぎてしまうという問題が生じる。したがって、ニュートリノ起源天体はガンマ線に対して不透明な天体が好ましい。

上述のように、これまで主に考えられてきた天体ニュートリノモデルは観測を説明するには都合の悪い部分が多い。現在議論されている他のニュートリノ起源候補としては、暗黒物質の崩壊²³⁾や低光度のガンマ線バースト²⁴⁾・低光度活動銀河核²⁵⁾などが挙げられる。

3.2 低光度活動銀河核モデル

降着流では磁気回転不安定性により発生した乱流があり、磁気リコネクションにより注入された粒子が乱流場と共鳴散乱をし、乱流二次加速により宇宙線が効率的に生成されていると期待される。1回の散乱によるエネルギーの変化が小さい場合、分布関数の時間発展は運動量空間の拡散現象として記述できる。その拡散係数は磁場強度や密度など降着流の物理量に依存する。宇宙線は高

温降着流の力学構造に影響を与えないため、降着流の物理量は従来の移流優勢降着流の解を用いて見積もることができる。

宇宙線の最高エネルギーは背景の物質との相互作用による冷却、または系からの逃走のいずれかにより制限される。宇宙線の冷却過程には標的光子場の見積もりが重要であり、標的光子場は熱的電子からの放射で決まる。熱的電子の放射過程として制動放射・シンクロトロン放射・逆コンプトン散乱の三つを考え、標的光子場を求めた。一方、宇宙線の逃走過程や加速過程は乱流場と宇宙線との相互作用により決まる。乱流電磁場による宇宙線の散乱の平均自由行程は乱流強度に依存し、乱流強度を与えれば現象論的に乱流加速過程を取り扱って宇宙線の加速時間、拡散の逃走時間を見積もることができる。その結果、典型的な低光度活動銀河核では、最高エネルギーは主に系からの拡散の逃走により制限され、陽子は100 PeV付近まで加速されることがわかった。

また、低光度活動銀河核の光度関数を用いて全天からのニュートリノフラックスを求めた結果、このモデルでは前章で導入した宇宙線注入率を10%程度に取ると観測されたフラックスを達成することもわかった(図3)。このモデルではGeV以上の高エネルギーガンマ線は高温降着流中の標的光子との電子陽電子対生成により吸収されるため、Fermi望遠鏡によるガンマ線背景放射の観測とも矛盾がない。さらに、低光度活動銀河核は数が多いため、IceCube望遠鏡でニュートリノ点源が見つかっていないことも矛盾しない。

観測されたニュートリノスペクトルは10 TeV-3 PeV付近に幅広く分布している。しかし、乱流二次加速で生成された宇宙線は山型のスペクトルをしているため、このモデルでは幅広いエネルギー帯域でニュートリノを放出するのが難しい。同一のパラメータを用いると一部のデータしか説明できない(図3)。乱流強度の違う2種族の低光度活動銀河核が存在しているとすれば、全エネ

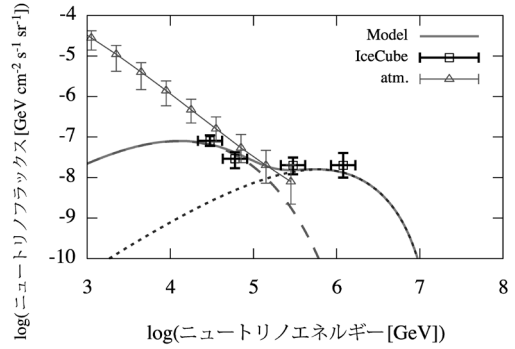


図3 低光度活動銀河核モデルの背景ニュートリノフラックス。低光度活動銀河核モデル(実線)はIceCubeの観測値(四角)をうまく再現できる。しかし、すべての低光度活動銀河核が同一のパラメータをもっているとすると、点線、または破線のように一部のデータしか説明できない。Kimura et al.²⁴⁾より転載。

ギー帯域においてIceCubeのデータと整合的なフラックスを得ることもできるが、別の天体が一部を担っていると考えほうが自然である。

4. Sgr A*の過去の活動性

われわれの住む天の川銀河の中心にも低光度活動銀河核の一種であるSgr A*が存在している。現在のSgr A*は活動性が非常に低い状態¹⁰⁾にあり、そこで作られるガンマ線やニュートリノは現存する観測装置や将来計画では検出することはできない。しかし、銀河中心付近の分子雲からの散乱X線の観測により、今から100年ほど以前、Sgr A*は現在の1,000倍ほど明るかったこともわかっている²⁶⁾。過去の活動期に降着流から放射されるガンマ線やニュートリノはすでに地球を通り過ぎたため現在観測することはできない。しかし、過去の活動で放出された宇宙線陽子は長い時間をかけて星間空間や銀河ハローを漂うため、現在の高エネルギー粒子の観測に影響を与えている可能性がある。

4.1 天の川銀河中心部の高エネルギーガンマ線

天の川銀河中心からは広がった高エネルギーガンマ線が検出されており、その強度分布は銀河中

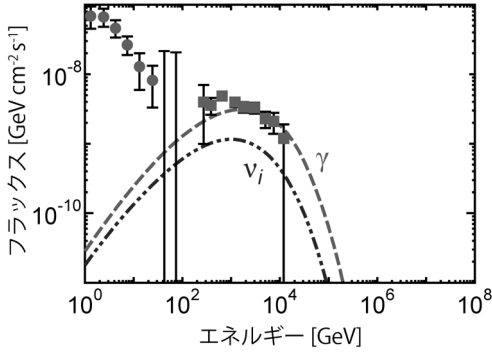


図4 過去のSgr A*の活動により生成された宇宙線が銀河中心の分子雲と相互作用して放出するガンマ線のスペクトル。HESS実験により観測されたTeVガンマ線スペクトルをよく再現する。Fujita et al.²⁸⁾より転載。

心部にある分子雲と相関がある²⁷⁾。これは銀河中心付近にあるTeV-PeVのエネルギーをもった宇宙線が分子雲中の物質と反応してガンマ線を出していると解釈されている。

われわれは過去のSgr A*の活動性により放出された宇宙線の分子雲中の拡散方程式を解き、分子雲中の宇宙線密度を求め、現在地球で観測されるガンマ線のスペクトルを求めた²⁸⁾。IceCubeニュートリノの低光度活動銀河核モデルと同様の宇宙線生成が過去のSgr A*で起こっていたとして宇宙線量を計算すると、当時報告されていたガンマ線スペクトルをよく説明できた。ガンマ線と同時に放出されるニュートリノに関しては、ガンマ線よりも光度が小さいうえに、低エネルギーのため大気雑音が大きいためIceCubeでは観測することができない。また、このときに放出された宇宙線量は十分少なく、宇宙線の銀河中心から地球までの伝播時間も十分長いため、地上で観測されているTeV-PeV帯域の銀河宇宙線の観測には影響を与えない。

一方、2016年にHESSチームはSgr A*と同じ天球上の位置にあるガンマ線点源と、その周囲の分子雲からのガンマ線とはスペクトルが違う傾向にあることを報告した²⁹⁾。点源ガンマ線のスペクトル

は10 TeV付近にカットオフがあるのに対し、周囲の分子雲からはカットオフがなく100 TeV付近まで伸びているように見える。またFermiガンマ線望遠鏡も銀河中心部から広がったGeVガンマ線を観測している。われわれの乱流二次加速モデルでは宇宙線のスペクトルは山型になるので、GeVガンマ線や広いエネルギー範囲のべき型スペクトルを同時に説明することはできない。これらのすべてを説明するには、別の加速メカニズムや別の宇宙線源を考える必要がある。

4.2 Knee宇宙線

天の川銀河では、銀河円盤から極方向へとGeVガンマ線で明るい広がった構造が検出されている³⁰⁾。フェルミバブルと呼ばれるこの構造は5 kpc程度に広がっており、100万年から1,000万年前の銀河中心での爆発的な活動により生成されたと考えられている。これがSgr A*の活動性で作られたなら、その頃にはSgr A*への質量降着率は非常に大きいものとなっており、そこから大量の宇宙線が放出されていたことになる。そのときに放出された宇宙線は銀河ハローの中を拡散し、現在もまだ一部が残っていて地球で観測されるかもしれない。

地上で観測されている宇宙線スペクトルは 10^9 eVから 10^{20} eV付近まで実に11桁近くにわたってべき型のスペクトルを示している³¹⁾。 $10^{15.5}$ eVと $10^{18.6}$ eV付近に特徴的な折れ曲りがあり、それぞれKneeとAnkleと呼ばれている。Knee以下の宇宙線は銀河系内の天体が起源であり、超新星残骸が担っていると考えられてきた。しかし、超新星残骸のTeVガンマ線観測では10 TeV付近にスペクトルの折れ曲りがあり、PeVまで宇宙線を加速している超新星残骸は現在のところ見つからない³²⁾。したがって、100 TeV以上の銀河宇宙線の起源として超新星残骸以外の加速源を考えることも意義がある。ここではフェルミバブルを作ったのはか昔のSgr A*の活動で生成された宇宙線が観測と整合的かどうかを議論する³³⁾。

フェルミバブル形成時には、質量降着によるエ

エネルギー解放率がエディントン光度の1%程度だったと仮定しよう。3.2や4.1節のモデルと同じように粒子加速が起こったとすると、放出される宇宙線はPeV付近まで加速される。また、放出された宇宙線は銀河ハローを漂うが、ハローの大きさが20 kpc程度あるとすると、現在まで残っているPeV宇宙線で地上で観測されているフラックスを十分説明できる。Sgr A*をPeV宇宙線の起源と考えたとき、問題となるのは非等方性である。観測されているTeV–PeV宇宙線の非等方性は 10^{-3} の程度と非常に小さく³⁴⁾、単純には銀河面に広がって分布している超新星残骸のほうが有利なように思う。しかし、はるか昔に作った宇宙線は長い時間をかけて銀河ハロー全体を拡散により満たすため、非等方性は十分に小さくなり、このモデルで期待される非等方性は観測されているものと無矛盾なほどまで小さくなることもわかった。Sgr A*の過去の活動がKnee付近の宇宙線の起源であるというモデルは、現在の観測ではすぐには否定されない。

5. 今後の展望とまとめ

本稿では高エネルギー天体としての高温降着流について述べてきた。高温降着流で生成された宇宙線は力学構造へは影響を及ぼさないが、高エネルギー宇宙線の起源となりうる。低光度活動銀河核で生成されたニュートリノはIceCubeで検出された高エネルギー天体ニュートリノの有力な候補であり、過去のSgr A*の活動により生成された宇宙線は銀河中心部のTeVガンマ線やKnee付近の高エネルギー宇宙線起源の候補となる。今までは高エネルギー天体として高温降着流はほとんど考察されていなかったが、実際に考えてみるとさまざまな可能性があることがわかった。

ここで、高温降着流の宇宙線に関する残された課題を述べる。まず、降着流での粒子速過程は、理論的にはほとんど調べられてきていない。近年の計算機資源の発達と数値計算法の発展により、

降着流内での非熱的過程を調べるためのシミュレーションが徐々に行われつつある。宇宙線へと加速される粒子注入過程を追うには、熱的粒子のジャイロ半径（磁場の周りを荷電粒子が旋回する半径）という粒子のスケールを分解する必要がある。一方、降着流から逃走してくる宇宙線の最高エネルギーを決めるには、降着流全体を含むような流体スケールの大局的な乱流構造が重要となる。この二つのスケールの差は10桁以上と非常に大きく、すべてを無矛盾に取り扱うような数値計算はまだ難しい。粒子スケールのシミュレーション⁸⁾による初期の加速過程の研究と、磁気流体計算による流体スケールでの乱流場を用いて逃走過程を調べる研究³⁵⁾のそれぞれを行う必要がある。

観測的には、近傍の個別天体からのニュートリノとガンマ線を探索する方法がある。IceCubeニュートリノを説明する宇宙線生成効率では、典型的な低光度活動銀河核のニュートリノ光度が 10^{39} erg/s程度となる。10 Mpcにこのような天体があれば、次の世代のニュートリノ望遠鏡（IceCube-Gen2）を用いれば低光度活動銀河核からのニュートリノ点源が見つかる可能性は大きい。ニュートリノと同時に生成されるTeV–PeVのガンマ線は高温降着流内の標的光子場により吸収され電子陽電子対を作る。それらが再びガンマ線を放出する電磁カスケードが発生した結果、MeV–GeVのガンマ線の放出が期待される。上記の光度なら、Fermi望遠鏡の検出限界付近の値が予想され、ピークが100 MeV以上であれば検出の可能性はある。電磁カスケードを解いた詳細な計算によるガンマ線の予言が重要となる。

謝辞

本稿の内容は筆者らが発表した査読論文^{11), 25), 28), 33)}に基づいていますので、詳細はそちらをご覧ください。学生時代の指導教官の長峯健太郎氏と高原文郎氏をはじめ、共同研究者の當真賢二氏・

村瀬孔大氏・藤田裕氏, さらにはご指導や議論をしてくださった大阪大学の宇宙進化グループの皆様深く感謝いたします。またこの原稿の執筆の機会を与えてくださった富永望氏に感謝いたします。

2016, ApJ 822, 88

参考文献

- 1) 嶺重慎, 2016, ブラックホール天文学 (日本評論社)
- 2) Shakura N. I., Sunyaev R. A., 1973, A&A 24, 337
- 3) Narayan R., Yi I., 1994, ApJ 428, L13
- 4) 牧島一夫, 嶺重慎, 2008, ブラックホールと高エネルギー現象, 小山勝二・嶺重慎 編 (日本評論社), 2章
- 5) 星野真弘, 2008, 天体物理学の基礎II, 観山正見・二間瀬敏史・野本憲一 編 (日本評論社), 2章
- 6) Ohsuga K., Mineshige S., 2011, ApJ 736, 2
- 7) 寺沢敏夫, 2002, 岩波講座物理の世界地球と宇宙の物理2 太陽圏の物理 (岩波書店), 2章・4章
- 8) Hoshino M., 2015, Phys. Rev. Lett. 114, 061101
- 9) 高原文郎, 2002, 岩波講座物理の世界地球と宇宙の物理4 天体高エネルギー現象 (岩波書店), 4章
- 10) Yuan F., Quataert E., Narayan R., 2003, ApJ 598, 301
- 11) Kimura S. S., Toma K., Takahara F., 2014, ApJ 791, 100
- 12) Aartsen M. G., et al., 2013, Phys. Rev. Lett. 111, 021103
- 13) Aartsen M. G., et al., 2017, ApJ 835, 151
- 14) Aartsen M. G., et al., 2015, ApJ 809, 98
- 15) Aartsen M. G., et al., 2014, Phys. Rev. Lett. 113, 101101
- 16) Mészáros P., 2015, arXiv: 1511.01396
- 17) Aartsen M. G., et al., 2015, ApJ 805, 5
- 18) Murase K., 2015, arXiv: 1511.01590
- 19) Waxman E., 2015, arXiv: 1511.00815
- 20) Murase K., Inoue S., Nagataki S., 2008, ApJ 689, L105
- 21) Murase K., Ahlers M., Lacki B. C., 2013, Phys. Rev. D 88, 121301
- 22) Murase K., Guetta D., Ahlers M., 2016, Phys. Rev. Lett. 116, 071101
- 23) Feldstein B., et al., 2013, Phys. Rev. D 88, 015004
- 24) Murase K., Ioka K., 2013, Phys. Rev. Lett. 111, 121102
- 25) Kimura S. S., Murase K., Toma K., 2015, ApJ 806, 159
- 26) Koyama K., et al., 1996, PASJ 48, 249
- 27) Aharonian F., et al., 2006, Nature 439, 695
- 28) Fujita Y., Kimura S. S., Murase K., 2015, Phys. Rev. D 92, 023001
- 29) Abramowski A., et al., 2016, Nature 531, 476
- 30) Su M., Slatyer T. R., Finkbeiner D. P., 2010, ApJ 724, 1044
- 31) 小玉英雄, 井岡邦仁, 郡和範, 2014, 宇宙物理学KEK物理学シリーズ3 宇宙物理学 (共立出版), 5章
- 32) Aharonian F. A., 2013, Astroparticle Physics 43, 71
- 33) Fujita Y., Murase K., Kimura S. S., 2017, J. of Cosmology and Astropart. Phys. 04, 037
- 34) Aartsen M. G., et al., 2013, ApJ 765, 55
- 35) Kimura S. S., Toma K., Suzuki T. K., Inutsuka S.-i.,

Hot Accretion Flows as Cosmic-Ray Sources Shigeo S. KIMURA

Department of Astronomy & Astrophysics, Eberly College of Science, Pennsylvania State University, University Park, Pennsylvania, PA 16802, USA

Abstract: When a mass accretion rate is low, an accretion flow is in a hot state. This hot accretion flow consists of collisionless plasma, where cosmic rays are generated through the magnetic reconnection and/or the stochastic acceleration. In this article, the author discusses the effect of the cosmic rays on the dynamical structure of the accretion flow, and emission of high-energy particles, such as high-energy neutrinos, cosmic rays, and gamma rays, from the hot accretion flows.