

活動銀河中心核からの広波長域放射スペクトル

川口 俊 宏

〈国立天文台光赤外研究部 〒181-8588 東京都三鷹市大沢 2-21-1〉

e-mail: kawaguti@optik.mtk.nao.ac.jp

活動銀河中心核 (AGN) は、太陽系程度の大きさの領域から銀河全体を上回るエネルギーを放射しています。観測される広波長域スペクトルを手がかりに、巨大ブラックホールを取り巻く降着円盤の物理状態・放射過程・AGN の形成-進化の解明を目指して、理論的研究を進めてきました。古くから知られている標準降着円盤モデルから近年注目を集める超臨界降着円盤モデルまで、最後に XMM 衛星を用いて行った観測結果にも触れながら、筆者らの一連の研究を紹介します。

1. はじめに

多くの銀河の中心には、太陽の 10 万倍から数十億倍ほどの質量をもった巨大ブラックホール (BH) が存在すると考えられています。多量の星間ガスが何らかの事情で中心 BH へ向けて流れ込むと、BH の強い重力により圧縮されたガスが、ガス同士の“摩擦”により数十万度に達するほどまで熱くなります。こうして周辺ガスが落ちていく約 1 億年くらいの間¹⁾、この中心領域は活動銀河核 (Active Galactic Nucleus; AGN) と呼ばれ、太陽系程度の大きさから銀河全体の光度に匹敵あるいは上回る莫大なエネルギーを星間・銀河間空間に放射します。中心核の明るさが数百秒から数年の時間スケールで時間変動することも、放射領域が非常に小さいことを裏づけています。図 1 の左に、大きさのおおよその指標とともに模式図を示しています。ガスを加熱し光らせるエネルギー源は、位置エネルギーを水の落下時に解放してタービンを回す水力ダム発電と同じで、ガスが BH の事象の地平線近くまで落ちる間に解放される位置エネルギーです。個々の中心核では、毎年平均的に太陽 1 個分の質量が BH に落ちていきます。AGN の中でも中心核光度が小さく BH 質量

の小さいものをセイファート (Seyfert) 銀河核、光度が大きく BH 質量の大きいものはクェーサー (Quasar; QSO) と呼ばれます。これらは、歴史的経緯から名前が異なるだけで、同じ物理過程が働いていると考えられています。

事象の地平線近くからは、光速に近い速度をもったガス流 (ジェット) が噴出している場合があります。また、われわれの銀河系中心にある、太陽の数百万倍の重さの BH のように、吸い込むガスが周辺に十分なかった場合は、非常に暗く、詳細な観測なくしては巨大 BH が存在するのかわかりません。話をややこしくしないため、今回の話ではジェットや暗い中心核には触れません。AGN には、われわれと中心核の間の視線上にダストトーラスなどの大量のダストやガスが存在し、中心核が隠されているもの (2 型 AGN) もいます。しかし 2 型 AGN では広い波長域にわたって散乱吸収過程を受けるため、スペクトル分布を観測と理論で比較してどんな物理過程が進行しているか明らかにするという目的には向きません。本稿では、視線上にそれほどガスやダストの存在しない、1 型 AGN と呼ばれる天体についてだけお話しします。

以下本稿では、筆者が京都大学・オクラホマ大

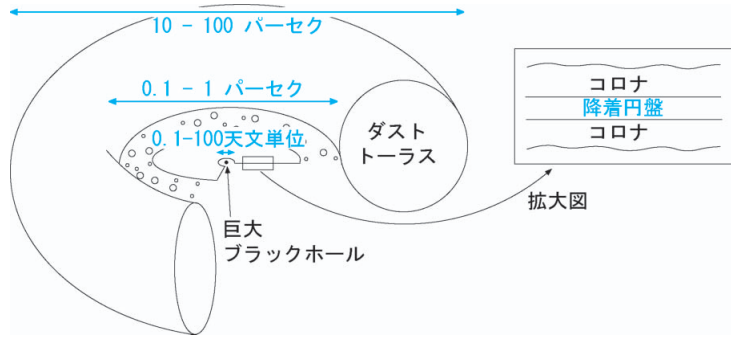


図 1 活動銀河中心核 (AGN) の模式図. 降着円盤が巨大ブラックホールを取り巻き、さらにそれをガスとダスト微粒子からなるダストトーラスが囲んでいる. 1 パーセクは、 2×10^5 天文単位. 降着円盤は、上下から高温のコロナに挟まれている.

学・パリ天文台で行ってきた理論的・観測的研究を軸に、AGN からの可視光から X 線にわたる広波長域連続光スペクトル分布について紹介します.

2. 降着円盤の紹介

BH などの中心天体に向けてガスが落ち込んでいく (降着する) とき、ケプラー回転に近い回転速度をもち平たい形をした円盤、降着円盤が形成されます. 降着円盤は、AGN に限らず宇宙の至る所に存在する天体現象です²⁾. AGN と最もよく比較されるのが、はくちょう座 X-1 をはじめとする、太陽の数倍から 10 倍くらいの質量をもつ BH と恒星の連星系です. これらは、一見して AGN と似たような X 線スペクトル分布を見せ、また時間変動の統計的性質も似ているため、AGN の研究とは相互補完的に議論されることが少なくありません. 両者の最大の差は、BH 質量が 4-8 桁ほど異なることです. BH の事象の地平線や降着円盤の内径などは、およそ BH 質量に比例します. 小さい BH 質量をもつ系では、より小さな領域までガスが押し込められすり合わされることで、降着円盤が高温まで加熱され、より高エネルギーの光子を放射します. BH 連星系では降着円盤は X 線で光るのに比べ、AGN の降着円盤は可視光・紫外線・軟 X 線にかけて放射します. つ

まり、本稿の主題である、広波長域にわたる放射というのが AGN 研究の特徴です.

BH に向けてガスが降着円盤として落ちていく際、静止質量エネルギーの 6-30% くらいが、放射エネルギーとして中心核の外へ出ていきます³⁾⁻⁵⁾. したがって、単位時間により多くのガスが落ちる系の方が明るくなります. ここで、中心天体 (本稿では BH) 周辺のガスの運動にとって、目安になる放射量があります. エディントン (Eddington) 光度と呼ばれるもので、球対称にガスが中心天体に落ちるときの限界の光度です. BH 周辺がこれより明るい場合は、強い放射圧が BH の重力を凌駕するために、ガスは降着することができません. BH の重力の強さが関係しているため、エディントン光度は BH の質量に比例します. 言い換えると、中心天体はこれより大きい光度では光ることはできません. ただし、これは中心天体が球対称に放射し、ガス降着もまた球対称に起こっている場合に目安となる量であり、降着円盤の場合は事情が異なります. 放射は円盤面に垂直方向に効率よく放射されますが、ガス降着は円盤面に沿って起こるので、ガス降着は放射圧で制御されるわけではなさそうです. もし放射圧で降着率の限界が決められているのであれば、大きい BH 質量をもつ AGN の方がガス降着率の最大値が大きいはずですが、観測データからはガス降着

率の最大値はどの BH 質量でもほとんど同じです⁶⁾。いずれにせよ、3 節で詳しく述べるように、降着円盤の光度は別の理由からエディントン光度の数倍くらいで頭打ちになります。

本稿では、中心核からの放射エネルギーがエディントン光度に対してどのくらいの割合かという値、エディントン比で二つの天体群に区切って紹介します。まず次節で述べるのが、エディントン比が 0.01 から 1 くらい^{*1)}の天体で、クェーサーやセイファート銀河と呼ばれるこれらの天体は 1 型 AGN の中の多数派です。例えば、古くからよく調べられている可視光域では、約 9 割にもなります。これらには、標準降着円盤モデル^{3),4)}と呼ばれる理論が 70 年代に構築され、理論的・観測的によく研究されています。筆者は sub-Eddington AGN と呼んでいます、良い日本語訳を知りません。標準降着・亜臨界降着天体というのも語弊がありそうです。

その次の 4 節で紹介するのが、エディントン比が 1 よりも大きい天体です。英語では super-Eddington や super critical 降着と呼ばれます。日本語では超臨界降着と呼ばれることもあり、本稿ではそれにしがっています。具体的には、狭輝線 1 型セイファート銀河と呼ばれる AGN で、ここ 5-10 年くらいの間に急速に注目を集めてきています。1 型 AGN の中の 1 割（可視光で調べた場合）から 3 割強（軟 X 線で調べた場合）程度存在します。これらエディントン比の大きい AGN は、BH 周辺が極端な物理状態にある実験場としてだけでなく、成長中の BH を宿す AGN—原始活動銀河核—としても重要な天体です。

以下、観測データとモデルを比較する際には母銀河全体よりも明るい光度をもつ AGN について

議論しているの、観測データへの AGN 以外（例えば、可視光域での母銀河）の光の寄与は無視できます。

3. クェーサーと標準降着円盤

まず最初に、エディントン比が 1 と 0.01 ぐらいの値をもつ天体について紹介します。図 2 は、クェーサーの典型的なスペクトル分布を、近赤外線から硬 X 線にわたって青い太点線で示しています^{7),8)}。光度が数桁変化しても、分布の形はそれほど変わりません。縦軸は波長ごとの放射強度で、紫外線（波長 1,000-2,000 Å）で最も多くのエネルギーを出しているのがわかります。各波長での観測の詳細は、それぞれの文献⁹⁾⁻¹³⁾をご覧ください。極紫外線のスペクトルが途切れているのは、その付近のエネルギーをもった光子は視線にある（銀河系や AGN に付随する母銀河などの）ガスの原子から電子を叩き出すことによって吸収される（光電子吸収）ため、地球にほとんど届かないからです^{*2)}。

さて、この広波長域放射スペクトル分布はどのように解釈されているのでしょうか。(i) まずこの図で最も左側にある、1 ミクロンよりも長い波長をもつ近赤外線領域は、降着円盤よりもっと BH から離れたところにあるダスト微粒子からの放射です。エネルギー源は、降着円盤からいったんダストトラスに向かって出た光が微粒子に吸収され再放射されたものです。ダスト粒子は約 1,500 K 程度になると昇華 (sublimation) するため、可視光よりも短い波長域ではダストからの放射の寄与はありません。(ii) 次にその右側に描かれている、(およそ 1 ミクロンから 2 keV (keV はキロ電子ボルト) の) 可視光から軟 X 線にかかる

*1) エディントン比が 0.01 より小さくなるほどガス降着率が小さいと、降着円盤内のガス密度が下がり BH へガスが流れ込む速度も上昇することから、放射冷却の効率が極端に悪い降着円盤となります。われわれの銀河系中心などの暗い中心核でこういう降着円盤が存在すると考えられています。

*2) 銀河系内ガスは一様ではなくムラがあるので、視線方向によってはガスの柱密度が低く、近傍の AGN が観測可能な方向もあります¹⁴⁾。

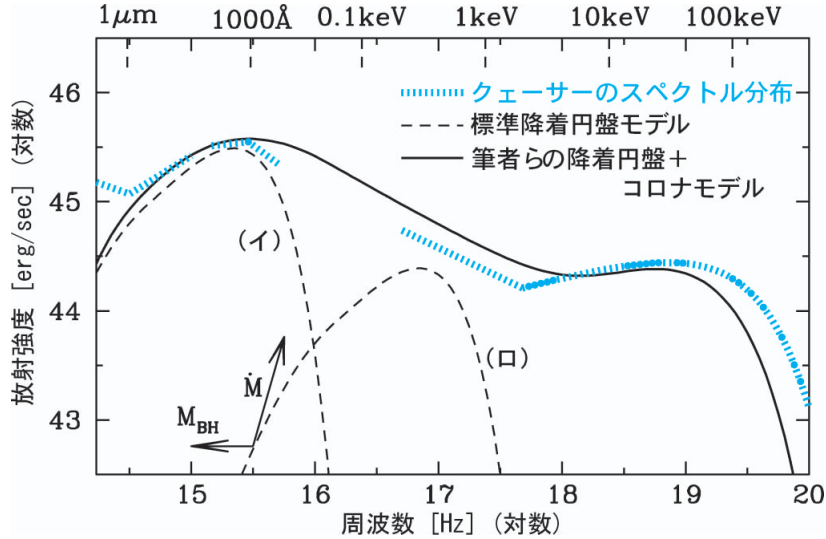


図 2 クェーサーの典型的なスペクトル分布 (青色の太点線). 1 erg/s は 10^{-7} Watt , 太陽の放射量は $10^{33.5} \text{ erg/s}$ に相当. 二つある破線は, 標準降着円盤からのスペクトル分布を, BH 質量 (M_{BH}) と BH へのガス降着率 (\dot{M}) の異なる組み合わせについて表示したもので, 矢印は, M_{BH} と \dot{M} をそれぞれ 10 倍増加させたときに, 円盤の放射スペクトルがどれだけ移動するかを示している. 太実線は, 筆者らのモデル¹⁵⁾で, M_{BH} は 30 億太陽質量, エディントン比は 0.03 程度.

波長域は, 降着円盤からの放射だと考えられています. こぶ (bump) 状の形をしていることから, **Big Blue Bump** と呼ばれています. 軟 X 線域では, 硬 X 線スペクトルを低エネルギー側に外挿したものに比べ超過が存在し (軟 X 線超過, **Soft X-ray Excess**), 現在飛翔中の X 線衛星でも確認されています¹⁶⁾⁻²⁰⁾. (iii) 2 keV よりも高エネルギーの光子は, 降着円盤を挟む高温希薄ガス (太陽コロナと似ているので円盤コロナと呼ばれる^{21), 22)}) からの放射と考えられています. 可視光-軟 X 線光度は硬 X 線光度の数倍から 10 倍程度あるため, 上記の解釈では, コロナでのエネルギー解放は円盤本体でのそれより少なくなります.

筆者らのモデルを説明する際にも必要になるの

で, 円盤とコロナの位置関係や放射過程について少しだけ説明します^{23), 24)}. ガス密度が大きく (約 10^{14} cm^{-3} の数密度), 光学的にも厚い降着円盤を, ガス密度が小さく (約 4 桁小さい) 光学的に薄い^{*3}コロナが上下から挟んでいるという状況を仮定します (図 1 右). 円盤内もコロナ内も熱的なイオン・電子で満たされていますが, 円盤内では両者は同じ温度をもつものに対し, コロナではガス密度が低いためにクーロン散乱によるエネルギー交換の効率が悪く, 異なる温度をもっています. 円盤から出た黒体放射に近いスペクトルをもった放射がコロナを通過する際, コロナ内の電子で散乱されます. このとき, コロナ内の電子が 10 億程度程度の高温なのに比べ, 円盤から出た光子のエネルギーは 4 桁ほど小さい温度に相当します. この

*3 正確に書くと, 電波よりも短い波長では確かに光学的に薄いのですが, 長い波長域では熱的電子と乱流磁場によるサイクロトロン-シンクロトロン放射吸収過程により光学的に厚くなります. その結果, それらの長い波長域では, コロナ内の電子温度 (約 10 億度 = 10^9 度) と等しい輝度温度をもつ放射をしていると思われます. 筆者らのモデルで求めた物理量から境目となる周波数を求めると, 約 20 GHz (波長にして約 1.5 cm) になります.

ため、散乱ごとに電子から光子にエネルギーが伝えられます（逆コンプトン散乱）。光学的に薄く、高温（ただし電子の静止質量エネルギーに相当する 50 億度よりは十分低温）のガスによって逆コンプトン散乱された光子は、べき形のスペクトルを形成します。べき型スペクトル分布は、図 2 のような両対数図に描いたときに直線で描かれます。

さて、本題の、可視光から軟 X 線に及ぶスペクトル分布に話を戻します。古くからこのスペクトル分布を降着円盤からの放射で説明するのに、二つの考え方がありました。（イ）まず、可視光・紫外線を降着円盤の放射とする考え方があります^{25)~27)}。ところが、図 2 の左の破線が示しているように、これでは軟 X 線超過を説明できません。（ロ）一方、軟 X 線超過が降着円盤の最も熱い部分（最も BH に近いところ）からの放射だという考え方も頻繁に使われます。右側の破線が示すように、この場合は逆に可視光・紫外線の明るさを説明できなくなります。おもしろい軟 X 線超過の説明として、（（イ）の立場に立ちつつ）コロナに照らされた円盤表面からの放射とするモデルもあります²⁸⁾。しかし、この場合に観測されるべき軟 X 線での強い輝線も観測されておらず、またエネルギー収支としても無理がある（極紫外・軟 X 線光度は硬 X 線光度の数倍から 10 倍）ので、説得力に限界があるように思います。

この難問を解決するべく、標準降着円盤のスペクトルの形を変える重要な物理過程として電子散乱の効果が考えられてきました^{29)~34)}。一つは、円盤表面からの光子だけではなく、円盤の深いところ（より赤道面に近い部分で表面より高温）からの光子が、円盤表面に達し、ひいては観測者まで届くという効果です。また、円盤内での逆コンプトン散乱によって、散乱ごとに電子から光子に少しずつエネルギーが移る効果もあります。円盤からの放射スペクトルは、表面温度の黒体放射と仮定していたときに比べ、この二つの効果によって

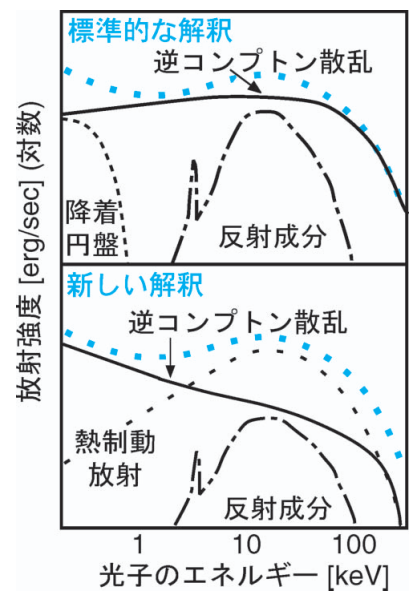


図 3 上は、標準的な X 線スペクトル分布の解釈で、軟 X 線を降着円盤の黒体放射（もしくはそれに電子散乱の効果を考慮して微修正したもの）、硬 X 線をコロナでの逆コンプトン散乱と考える。一点破線は、円盤表面やダストトラスでコロナの放射が反射したもの。下図は、筆者らのモデルでの解釈。軟 X 線をコロナでの逆コンプトン散乱、硬 X 線はそれとコロナでの熱制動放射の重ね合わせと考える。

より高エネルギー側に片寄ります。ところが、これらの改良したモデルを実際に観測データと比較しても、依然として問題が残ることがわかりました。最大の問題は、モデルが予言する軟 X 線スペクトルの傾きが急過ぎて、観測されるように（図 1 の太実線の軟 X 線領域）、ゆるやかに硬 X 線からずれていく、という特徴が説明できないことになりました^{12), 35)}。そこで、スペクトル分布を統一的に説明できるモデルを構築したいと考えたのが、この節で紹介している筆者らの研究¹⁵⁾の動機でした。

こうして円盤とコロナの輻射輸送を含む多くの数値計算を行い、試行錯誤の結果たどり着いたのが、図 2 の太実線に描かれているモデルです。筆者らのモデルが従来のモデルと異なるのは、極紫

外線-X線域なので、図3に模式的に対比して説明します。まず、上にあるのがX線スペクトル分布を解釈するのに従来頻繁に使われる考え方で、軟X線超過については、前述(ロ)の立場に立っています。

一方、下に示しているのは筆者らのモデルで、極紫外線から軟X線にわたる波長域が、コロナでの逆コンプトン散乱によるべき型放射と考えています³⁶⁾(可視光・紫外線域については、前述(イ)の考え方を踏襲しています)。この放射はBHに近いほど効率よく放出されるため、おそらく時間変動が激しいと期待されます。残った硬X線域は、上記の放射とコロナでの熱制動放射(自由電子がイオンの近くを通ったときに軌道を曲げられる際に出る放射)の重ね合わせです。この熱制動放射はコロナのうちでもBHに近いところではあまり出ず、体積を稼げるせいでBHから少し離れたところからの寄与が大きくなります。BHから遠いところでは、変動は比較的緩やかだと考えられるため、このモデルは低エネルギーX線ほど激しい時間変動をすると期待できます。これはまさに、観測されている傾向です³⁷⁾⁻³⁹⁾。降着円盤が可視光と紫外線を、コロナが極紫外線とX線を放射しているため、円盤とコロナでのエネルギー解放率はほぼ同じになります。この研究テーマを始めた当初は、こういった独創的なモデルを提唱することになるとは思ってもいませんでしたが、無事、この研究をもとに博士論文をまとめることができました⁴⁰⁾。

光度とともにスペクトル分布の形がどう変わるかについて少しだけ触れておきます。大量の天体を比較したとき、各波長の光度はお互いに完全に比例しているわけではないことが昔から知られていました⁴¹⁾。筆者らのモデルでエディントン比を固定したままBH質量を変化させると、X線光度はBH質量に比例しますが、可視光光度はBH質

量の1.2~1.3乗くらいで変化します(図2の矢印参考:文献42, §2.3.1)。結果として、X線光度は可視光光度の0.75-0.85乗くらいに比例し、おおよそ観測データと一致します。

この研究はスペクトル分布の新しい解釈を示す論文であったため、観測データともっと良く合致するまで入力パラメーターを探し出すという作業はしていません。また、キューサーの典型的なスペクトルではなく、個々の天体にモデルをフィットするという作業も今までのところ行っていません。モデルの入力パラメーターの数と、同時に説明したい観測諸量の数がほぼ同じであるため、個々の天体にも探せば最適パラメーター値が見つかると考えたからです。しかし、最近ではBH質量の推定が以前より信頼できるようになってきています。また、新しいX線衛星も上がっている今、もう一度個々の天体についてモデルを比較し、理論へフィードバックする良い時期かもしれません。

すべて網羅することはできませんが、軟X線超過に関する他のモデルを二つだけ紹介してこの節を終わりにします。どちらの場合も、可視光・紫外線放射は円盤本体で説明する、前述(イ)の立場です。降着円盤よりは高温だけれどコロナよりは低温のガスをどこかに用意するという解釈がよくなされます⁴³⁾。例えば、降着円盤とコロナの間の層に選択的にエネルギーを解放すれば⁴⁴⁾可能かもしれません⁴⁴⁾。しかし、こうした全光度の5-6割を担う放射領域を取って付けるだけでは説得力が乏しいと感じます。またあるいは、視線上に存在するガスが1 keV付近の光子を選択的に吸収することで軟X線と硬X線でスペクトルの傾きが一見異なって見えているだけだ、という主張も出てきたりしています⁴⁵⁾。キューサーは古くから知られている天体群ですが、今でも多くの研究者がスペクトル分布の説明に苦勞しています。

*4) ただし、この論文⁴⁴⁾自体は、次節で紹介しているエディントン比の大きい天体の観測データとモデルを比較しています。

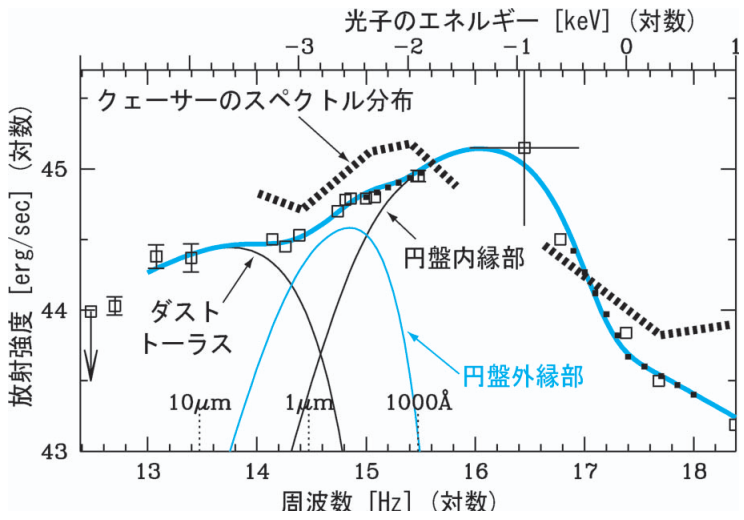


図 4 狭輝線 1 型セイファート銀河 (NLS1), Ton S180, のスペクトル分布 (四角点)⁵³. クェーサーのスペクトル分布 (太点線) が紫外線にピークをもつのに比べ, 高エネルギー側 (極紫外線) にピークをもっている. 黒実線は, 左がダストトーラスの赤外線放射, 右 (ほとんど青色の太実線に書きされている) が中心ブラックホールの重力に支配されている超臨界降着円盤の内縁部 (半径は 0.002 pc くらい) からの放射⁵⁴. 間にある青実線は, 降着円盤が自己の重力によって支配されている円盤外縁部 (半径は 0.02 pc 程度) からの放射. ここでは, 1 より小さいと重力不安定であることを示す Q 値 (Toomre 値) は, 1.5-10 くらいを示す. 青色太実線は, これら 3 成分の総和で, 観測データをうまく説明している⁵⁵. エディントン比は約 3.

4. 狭輝線 1 型セイファート銀河と超臨界降着円盤

次に, エディントン比が 1 より大きい天体に移ります. 対象となるのは, 狭輝線 1 型セイファート銀河 (Narrow-Line Seyfert 1 galaxies; NLS1) と呼ばれる天体で, 通常の 1 型 AGN に比べて水素バルマー線の線幅が 2,000 km/s 以下と細い (通常は, 約 5,000 km/s) のが命名の由来です⁴⁶. 天文月報では, 1996 年に大谷知行さんによって紹介されています⁴⁷. 細い線幅や X 線時間変動が速いことなどさまざまな状況証拠から, 比較的小さい BH 質量 (10⁻⁷ 太陽質量程度) と大質量降着率

をもつ (その結果, エディントン比が 1 を超える) 系であると考えられています.

2 節で少し触れましたが, 超臨界降着円盤では, 放射される光度がエディントン光度の数倍くらいで頭打ちになります⁴⁸. その背景にあるのは, フォトントラッピング (photon trapping)^{*5} と呼ばれる現象です⁴⁹. これは, エディントン比が大きくなるにつれて, 円盤内から光子が抜け出るのに必要な時間が長くなり, また, ガスが BH まで流されるのにかかる時間が極端に短くなることによる両者の大小関係の逆転が原因で, 超臨界降着円盤特有の現象です. つまり, ガスは大量のエネルギーを抱え込んだまま BH へ落ち込み, 降着円

*5 重力崩壊型 (II 型) 超新星では, ニュートリノトラッピングと呼ばれる現象が起こると考えられています. これは, 崩壊した星のコア (中性子コア) から外層へニュートリノが抜け出るのに必要な時間が, コアの崩壊にかかる時間よりも長くなるため, ニュートリノはコアからゆっくりと漏れ出す, というものです. オクラホマ大学で受託院生として過ごしていたとき, 本⁵¹,⁵²で偶然この現象を知り, 自分の超臨界降着円盤モデルへ何か流用できないかと文献を読みあさったりもしました.

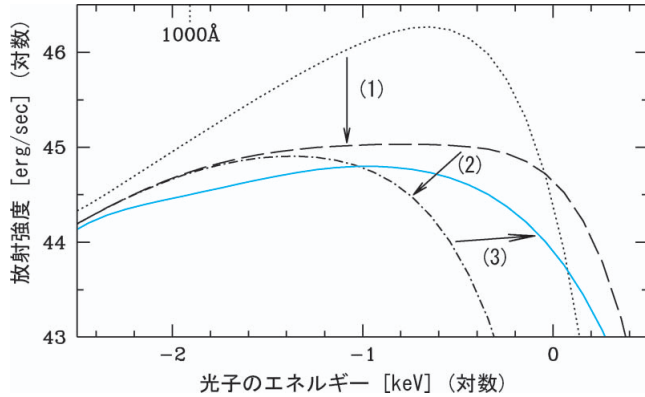


図 5 超臨界降着円盤における、各物理効果による放射スペクトルの変化⁵⁴⁾。点線が、標準降着円盤と同様に効率良くガスの位置エネルギーが放射エネルギーに換算されたときと期待されるスペクトル。(1) ブラックホールに近いところでは、フォントラッピングの効果によって、それほど効率良く放射できないことを考慮したのが破線⁵⁶⁾。(2) さらに、相対論的效果（重力赤方偏移と横ドップラー効果（ガスの回転運動が光速に近いために、円盤からの光が円盤面に沿った方向に指向的に放射され、観測者には届きにくくなる効果））を考慮して、ブラックホール周辺から観測者に届く放射量を修正したもの（一点破線）。(3) 最後に青実線が、電子散乱の効果によってスペクトル分布が高エネルギー側に崩れるさまを示している。

盤を介してガスの位置エネルギーを放射エネルギーへ変換する効率はたいへん悪くなります。この効果はBHに近いところでのみ作用し、そこでの降着円盤の形状は、円盤状というよりもドーナツ状に分厚くなっています⁵⁰⁾。その境目となるBHからの距離は、ガス降着率に比例して大きくなります。

さて、図4に四角印で示しているのが、NLS1の中でもさらにエディントン比の大きめの天体、Ton S180のスペクトル分布です。筆者らが示したように、NLS1のスペクトルは軟X線だけなら確かに超臨界降着円盤モデルで説明可能です⁵⁶⁾。しかしこの図では描いていませんが、当時（2001年くらい）存在していたモデル^{57), 56)}では、広波長域スペクトル分布が説明できませんでした。つまりこれは、何か重要な物理素過程をモデルに取り

入れきれていないことを意味します。標準降着円盤の研究で、電子散乱の効果が放射スペクトルに及ぼす影響は、エディントン比が大きいほど顕著になることがわかっていました³²⁾⁻³⁴⁾。そこで、超臨界降着円盤でとても重要になると思われた、相対論的效果と電子散乱の効果をとり入れることにしました*6。図5に、各効果によってどのように放射スペクトル分布が変化するかを示しています*7。その結果、NLS1の可視光-X線域スペクトル分布をおおよそ再現できることを初めて示しました⁵⁴⁾。このとき、“おおよそ”までしかモデルと観測データの比較をしなかったのは、次のような事情です。

通常、降着円盤の力学は中心BHによって支配されています。筆者が用いている数値計算プログラムでも、当然のごとく円盤自身の自己重力は含

*6 電子散乱による超臨界降着円盤の放射スペクトルへの影響は当時まだ未開の研究テーマで、筆者も含めた三つの独立なグループ^{54), 58), 59)}が同時期に調べていました。時折伝え聞くと、焦りと自分への苛立ちを感じたのを今でも覚えています。

*7 降着円盤の温度や密度などがBHからの距離とともにどう変化するかは、京都大学宇宙物理学教室で加藤正二先生・松元亮治先生・本間文雄博士らが構築された数値計算プログラムを使わせていただいています。

められていません。しかし、BH から離れるか、もしくは円盤内のガス密度が上昇すれば、自己重力によって支配されることがあります。超臨界降着円盤では、まさしくこれが起こっていたのです。しかも、自己重力が効いている領域は可視光・赤外線を放射しています。つまり、前段落で広波長域スペクトル分布をモデルと観測で比較したとききましたが、比較するべきは紫外線-X線域であって、可視光を含めてはいけなかったのです。円盤自己重力の効く領域が可視光で光っているという想定外の発見でしたが、論文執筆が終わりかけでもあり、またこの論文にはすでにたくさんの結果を詰め込み過ぎていたので*8、詳細は省いてまとめました。

一段落ついた後、急いでこの円盤自己重力現象の研究に取りかかりました⁵⁵⁾。目標は、どういう条件(BH質量や円盤の“摩擦”強度など)下で、またどの波長域で自己重力領域が放射するかの精査と、自己重力を含めた円盤モデルとNLS1の可視光-X線域スペクトル分布の精密な比較でした。前者については、エディントン比が1より十分大きければ、大抵の場合可視光・赤外線域で自己重力領域が放射していることがわかりました。これは、渦巻き銀河や形成中の恒星を取り巻くガス円盤(星周円盤, 原始惑星系円盤)に見られる、円盤自己重力起源と考えられる腕構造^{65), 66)}がAGNでも観測可能であることを示唆します*9。これまでAGN降着円盤での自己重力現象⁶⁷⁾は、理論と観測の比較が難しい研究テーマでしたが、実は観測できるスペクトルの窓が開いているということの思いがけず発見できました。今後研究が盛んになるだろうと期待しています。後者のスペ

クトル分布の比較については、図4の青い太実線に描かれているように、広い波長域にわたってうまく観測データを再現できることがわかりました。筆者が知る限り、これはNLS1の広波長域スペクトル分布を説明できるモデルとして世界で唯一のものです。

このモデルと観測データの詳細な比較は、前述Ton S180⁵⁵⁾と筆者らがニュートン(XMM-Newton)衛星を用いて紫外線・X線観測を行った天体⁶⁹⁾の2例だけです。ここでは簡単に、一連の比較の結果わかったことを紹介します。まず、超臨界降着円盤では円盤内の“摩擦”の効率はかなり悪そうだということがわかりました。これは、輻射磁気流体数値計算によって近い将来答え合わせができるでしょう。次に、スペクトル分布の再現から求めたBH質量は、可視光域の水素や酸素の輝線幅などから独立に推定したBH質量の約半分でした。まず、全く独立な手法がほぼ同じ数値を出したことは、それぞれの手法がおおむね正しいという兆候と考えられます。また、この半分という差は、降着円盤の総質量がBH質量と同程度であったということと一致します。つまり、輝線幅から推定されるBH質量は、本当のBH質量に降着円盤の質量を足したものを数えているため、2倍くらい系統的に過大評価している可能性があります。

この論文では、もう一つ別の思いがけない発見もありました。自己重力が重要なのはBHからかなり離れた領域だけですが、あまりにもエディントン比が大きくなると、フォントラッピング効果を受ける領域でさえも、円盤の自己重力で支配されてしまうことがわかりました。その境目とな

*8 2型セイファート銀河, NGC 1068のエディントン比が高く, NLS1の2型版であることを示しました。また, 大振幅時間変動を示すAGNのエディントン比が1付近に集まっていて, 古くから理論的に予言されていた⁶⁰⁾⁻⁶⁴⁾, 円盤の熱的不安定性起源を示唆することもわかりました。

*9 ハワイ島マウナケア山頂にあるすばる望遠鏡を含めた大型望遠鏡群を最大基線長800mくらいの干渉計として使う, OHANA計画⁶⁸⁾で腕構造を観測できないだろうかと考え, その当時手元にあった大エディントン比天体で銀河系に近い天体を探してみました。しかし, 残念ながら近傍には都合の良い天体はいませんでした。当時よりは手元にある天体数が増えた今, 再吟味してみる良い機会かもしれません。

るエディントン比は、ちょうど現在知られている最大エディントン比（正確には臨界降着率を単位として測ったガス降着率が最大^{54), 69)}より少し大きい程度の値です。それよりも大きなエディントン比をもつ天体が見つかっていないことの解釈として最も簡単な答えは、降着率が大きいと急速にBH質量が成長するために大きなエディントン比をもつ期間が短く（50万年未満）なり、そういった天体を見つける確率が非常に小さいというものでしょう。でもひょっとすると、極端に大きいエディントン比をもつAGNが見つかっていないことの理由の一端は、この自己重力が支配する超臨界降着円盤解の不安定性などにあるのかも知れません。今後の研究が待たれます。

5. おわりに

ここまで、AGNの広波長域スペクトル分布、および降着円盤モデルについて筆者らの研究を紹介してきました。最後に、宇宙の歴史に関連した議論を少しだけ述べて、この稿を終わりにしたいと思います。

依然として宇宙物理学に残る謎の一つに、巨大BHの形成・成長過程があります。筆者らが最近行ったBH成長に関する議論を紹介します⁷⁰⁾。まず、AGNの寿命中における大降着率期間（大きなエディントン比をもつ期間）の割合が、1型AGN中のNLS1の割合（近傍宇宙で約10–30%）に比例していると仮定することで^{*10)}、NLS1の典型的な寿命を推定します。また、NLS1の典型的なガス降着率を文献⁵⁴⁾から見積もります。この二つから、BH質量はNLS1期間中に平均的に1桁から3桁増加することがわかりました。一方、

クェーサーなどのエディントン比の小さいAGNについて同様の評価を行うと、BH質量はせいぜい2倍弱にしかありません。つまりガス降着によるBH成長は、AGNの多数派である小さなエディントン比の天体ではなく、NLS1のようなエディントン比の大きい期間に独占的に行われたという、おもしろい結果が導かれました^{*11)}。銀河中心BHの平均的な質量がまだ小さかったであろう昔の宇宙では、ガス降着率がエディントン限界を超える頻度が近傍宇宙よりさらに高かったと考えられます。赤方偏移6程度の若い宇宙（宇宙の年齢が現在の7%ぐらいの時点）にすでに巨大BHが存在することに、この急速なBH成長機構が関与していたかもしれません。また、過去の宇宙における銀河間ガスの電離（宇宙の再電離）への、これら原始AGNからの極紫外線放射の寄与にも注目しています。

本稿で紹介してきたスペクトルモデルを宇宙論的タイムスケールでの構造形成モデルに組み込むことも可能です。数年前の取り組み⁴²⁾では、3節で紹介したエディントン比の小さいAGNのモデルを用いたのみでした。今後は、4節のエディントン比の大きい期間も含めて、すべてのBH質量・ガス降着率に対応可能なスペクトルモデルを用意し、高赤方偏移（昔の宇宙）での超臨界降着天体の光度関数・極紫外線放射量などの予測に役立てたいと考えています。

謝辞

本稿は筆者が京都大学宇宙物理学教室で博士課程在学時に行った研究を含んでいます。当時同教室に在籍された方や教室出身の多くの方々に、有

^{*10)} 天文学・宇宙物理学ではしばしば使われる仮定ですが、ここ数年さっぱり忘れていました。昨年未久し振りに思い出したのは、天文月報にあった原始星の記事を読んだからです。原始星も、フェーズ0、フェーズ1などに細分化されていて、各フェーズごとの滞在期間の長さを、それぞれの頻度から推定することがあるそうです。

^{*11)} パリ天文台ムードン局所属時に完成させた論文で、その後運良く、パリ天文台の公開記事に選ばれました。一般の人と記者向けに記事を書きましたので、以下のURLでご覧になれます（最後の“en”を“fr”に変えるとフランス語翻訳版）。

<http://www.obspm.fr/actual/nouvelle/jul04/nls1.en.shtml>

形無形の教育・支援を受けてきました。特に指導教官であった嶺重 慎先生（現 基礎物理学研究所）には、辛抱強く指導していただきました。すばらしい共同研究者の方々に巡り会うことができたことも幸運でした。また、テルアビブ大学・オクラホマ大学・ムードン天文台の人たちには、中・長期滞在の手配でたいへんお世話になりました。これらの方々なくしては、本稿で紹介してきた研究を進めることはできませんでした。皆様に心より尊敬と感謝を捧げます。

最後に、大学院生時から日本学術振興会を通じて生活費・研究費を支給していただいています。論文の質・量を向上させ、世界で通用する研究成果を上げることが、納税者の皆様への一番の還元だと考えています。天文学・宇宙物理学のようなお金を生み出さない学問へも引き続きご支援いただけるよう、さらに鋭意研究を進めていきます。

参考文献

- 1) Martini P., 2004, *Coevolution of Black Holes and Galaxies*, ed. Ho L. C. (Cambridge University Press), 170
- 2) Pringle J. E., 1981, *ARA&A* 19, 137
- 3) Shakura N. I., Sunyaev R. A., 1973, *A&A* 24, 337
- 4) Novikov I. D., Thorne K. S., 1973, in *Black Holes*, eds. de Witt C., de Witt B. (Gordon & Breach, New York), 422
- 5) Thorne K. S., 1974, *ApJ* 191, 507
- 6) Collin S., Kawaguchi T., 2004, *A&A* 426, 797
- 7) Laor A., 1999, *Quasars and Cosmology*. eds. G. Ferland, J. Baldwin (San Francisco: ASP Conf. series 162), 55
- 8) Koratkar A., Blaes O., 1999, *PASP* 111, 1
- 9) Neugebauer G., et al., 1987, *ApJS* 63, 615
- 10) Zheng W., et al., 1997, *ApJ* 475, 469
- 11) Telfer R. C., et al., 2002, *ApJ* 565, 773
- 12) Laor A., et al., 1997, *ApJ* 477, 93
- 13) Zdziarski A. A., et al., 1995, *ApJ* 438, L63
- 14) Edelson R., et al., 1999, *MNRAS* 307, 91
- 15) Kawaguchi T., Shimura T., Mineshige S., 2001, *ApJ* 546, 966
- 16) Reeves J. N., et al., 2001, *A&A* 365, L134
- 17) Gondoin P., et al., 2001, *A&A* 373, 805
- 18) Pounds K., et al., 2001, *ApJ* 559, 181
- 19) Vaughan S., et al., 2004, *MNRAS* 351, 193
- 20) Porquet D., et al., 2004, *A&A* 422, 85
- 21) Liang E. P. T., Price R. H., 1977, *ApJ* 218, 247
- 22) Galeev A. A., et al., 1979, *ApJ* 229, 318
- 23) Haardt F., Maraschi L., 1991, *ApJ* 380, L51
- 24) Nakamura K., Osaki Y., 1993, *PASJ* 45, 775
- 25) Shields G. A., 1978, *Nature* 272, 706
- 26) Malkan M. A., 1983, *ApJ* 268, 582
- 27) Sun W.-H., Malkan M. A., 1989, *ApJ* 346, 68
- 28) Ross R. R., Fabian A. C., 1993, *MNRAS* 261, 74
- 29) Czerny B., Elvis M., 1987, *ApJ* 321, 305
- 30) Wandel A., Petrosian V., 1988, *ApJ* 329, L11
- 31) Laor A., Netzer H., 1989, *MNRAS* 238, 897
- 32) Ross R. R., Fabian A. C., Mineshige S., 1992, *MNRAS* 258, 189
- 33) Shimura T., Takahara F., 1993, *ApJ* 419, 78
- 34) Shimura T., Takahara F., 1995, *ApJ* 440, 610
- 35) Nandra K., et al., 1995, *MNRAS* 273, 85
- 36) Thompson R. J. Jr., 1995, *ApJ* 454, 660
- 37) Chiang J., et al., 2000, *ApJ* 528, 292
- 38) Nandra K., Papadakis I. E., 2001, *ApJ* 554, 710
- 39) Done C., Madejski G. M., Zycki P. T., 2000, *ApJ* 536, 213
- 40) 川口俊宏, 2002, 京大大学院理学研究科博士論文
- 41) Anderson S. F. et al., 2003, *AJ* 126, 2209
- 42) Hosokawa T., et al., 2001, *PASJ* 53, 861
- 43) Magdziarz P., et al., 1998, *MNRAS* 301, 179
- 44) Janiuk A., Czerny B., Madejski G. M., 2001, *ApJ* 557, 408
- 45) Gierlinski M., Done C., 2004, *MNRAS* 349, L7
- 46) Osterbrock D. E., Pogge R. W., 1985, *ApJ* 297, 166
- 47) 大谷知行, 1996, X線で探る活動銀河核の中心領域, 天文月報 89 巻 No. 2
- 48) Abramowicz M. A., et al., 1988, *ApJ* 332, 646
- 49) Begelman, M. C., 1978, *MNRAS* 184, 53
- 50) Fukue J., 2000, *PASJ* 52, 829
- 51) 高原まり子, 1994, 壮絶なる星の死: 超新星爆発, 佐藤勝彦編 (培風館)
- 52) 中村健蔵, 1994, ニュートリノで探る宇宙, 佐藤勝彦編 (培風館)
- 53) Turner T. J., et al., 2002, *ApJ*, 568, 120
- 54) Kawaguchi T., 2003, *ApJ* 593, 69
- 55) Kawaguchi T., Pierens A., Huré J.-M., 2004, *A&A* 415, 47
- 56) Mineshige S., Kawaguchi T., Takeuchi M., Hayashida K., 2000, *PASJ* 52, 499
- 57) Wang J.-M., et al., 1999, *ApJ* 522, 839
- 58) Shimura T., Manmoto T., 2003, *MNRAS* 338, 1013

59) Wang J.-M., Netzer H., 2003, A&A 398, 927
 60) Shibazaki N., Hoshi R., 1975, Progress of Theoretical Physics 54, 706
 61) Shakura N. I., Sunyaev R. A., 1976, MNRAS 175, 613
 62) Pringle J. E., 1976, MNRAS 177, 65
 63) Honma F., Kato S., Matsumoto R., 1991, PASJ 43, 147
 64) Honma F., et al., 1991, PASJ 43, 261
 65) Grady C. A., et al., 2001, AJ 122, 3396
 66) Fukagawa M., et al., 2004, ApJ 605, L53
 67) Paczynski B., 1978, Acta Astronomica 28, 91
 68) <http://www.cfht.hawaii.edu/OHANA/>
 69) Kawaguchi T., Matsumoto C., Leighly K. M., in preparation
 70) Kawaguchi T., Aoki K., Ohta K., Collin S., 2004, A&A 420, L23

Broadband Spectral Energy Distribution of Active Galactic Nuclei

Toshihiro KAWAGUCHI

Optical and Infrared Astronomy Division, National Astronomical Observatory of Japan, 2-21-1 Osawa, Mitaka, Tokyo 181-8588, Japan

Abstract: The central engine of an Active Galactic Nuclues (AGN) is as small as the solar system, while it often outshines its host galaxy. We have explored some theoretical aspects of the broadband spectral energy distribution of AGNs, aiming at revealing their physical condition, radiative processes, formation and growth. Here, our recent findings regarding on sub-Eddington and super-Eddington accreting AGNs are briefly summarized, together with some results obtained through our XMM-Newton observation.