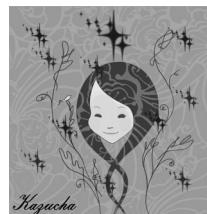


相対論的輻射流体力学のスヌメ

3 ブラックホール風の観測的特徴



住友那緒子, 福江 純*

〈大阪教育大学 〒582-8582 柏原市旭ヶ丘 4-698-1〉

e-mail: agn7050@yahoo.co.jp

*e-mail: fukue@cc.osaka-kyoiku.ac.jp

キューサーやマイクロキューサーそしてガンマ線バーストなど相対論的天体現象を説明するため、ブラックホール=降着円盤システムからのアウトフロー（ジェット）は、そのダイナミクスなどは詳しく調べられてきている。しかしそれらのアウトフローが観測的にどのように見えるかについては、存外と調べられていない。本稿ではアウトフローが球対称で光学的に厚い場合—球対称ブラックホール風—を考え、ブラックホール風の“光球面”の形状がどうなるか、ブラックホール風の見た目や、見かけの光度がどうなるかなど、相対論的效果を入れた観測的特徴について調べた結果を紹介したい。

1. ブラックホール風の見た目

ひとは見た目が9割、という話があるが、天体に至っては、探査機が到達したものを除いて、見た目が10割かもしれない。遠方の天体を観測するというということは、最終的にはどのような姿に見えるかを「撮像 (imaging)」したいわけだ。しかし、天体が小さすぎて分解できない場合でも、天体から放射される光を「分光 (spectroscopy)」できれば、元素組成や温度状態や運動状態などさまざまな情報が得られる。分光するには暗すぎる天体でも、せめて「測光 (photometry)」だけでもできれば、明るさや色合いや時間変動など天体の大局的性質ぐらいは判明する。

近年、相対論的天体現象がますます重要視されつつある。そして、キューサーやマイクロキューサーやガンマ線バーストなど相対論的天体現象を説明するために、ブラックホール=降着円盤システムからのアウトフロー（ジェット）が詳細に研究され、輻射圧駆動流や磁気力駆動流など、

ジェットのダイナミクスは非常に詳しく調べられてきている（第2回の文献など^{1)~5)}。

しかし、それらのアウトフローが観測的にどのように見えるかという点については、存外と調べられていないようだ。とくにアウトフローが光学的に厚い場合、その姿がどう見えるのか、光度がどうなるのか、スペクトルがどうなるのか、などは、ほとんど調べられていない^{6)~8)}。

アウトフローのガスが光学的に厚い場合、ブラックホールにせよ降着円盤にせよ、中心の天体は見えなくなり、中心天体と観測者の間のどこかに、見かけ上の“光球 (photosphere)”が出現する。さらにアウトフローの速度が光速に比べて無視できないと、さまざまな相対論的效果を考慮する必要が出てくる。たとえば、光の伝播にとって重要な効果としては、主なものに、光行差、ドップラー効果、重力赤方偏移、光線の湾曲などがある。

これらのうち、光行差とドップラー効果は、観測者に対して光源が相対運動している場合に生じ

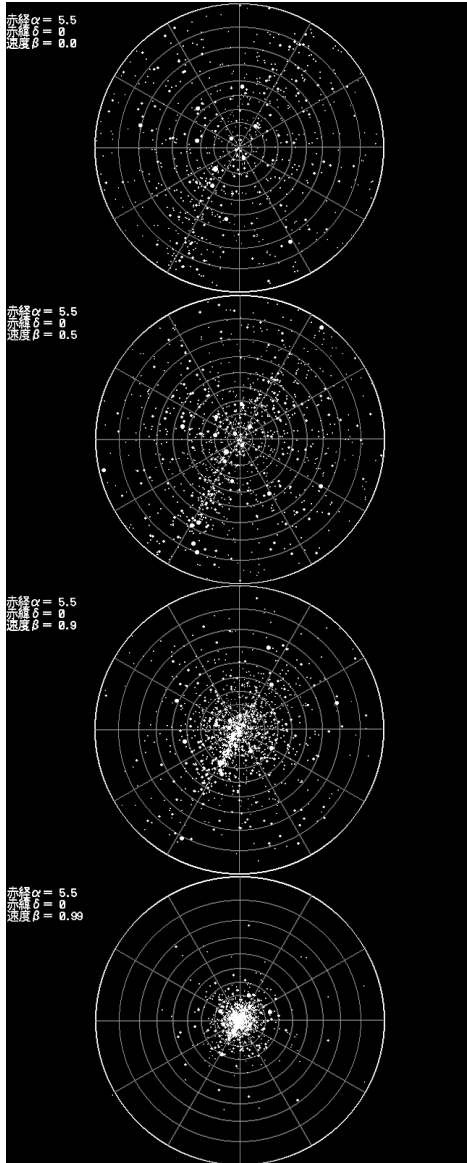


図1 亜光速宇宙船から眺めた宇宙船進行方向の星界。宇宙船の速度が大きくなるにつれ（上から、静止，光速の50%，90%，99%），光行差のために星々は進行方向前方を集まって見え，ドップラー効果のために星々の光は青く偏移し同時に明るくなる。

る特殊相対論的な効果で，光源から発した光線の方向が変化して観測されるのが「光行差 (aberration)」，光の波長とエネルギーが変化して観測さ

れるのが「ドップラー効果 (Doppler effect)」だ (図1)。また重力赤方偏移と光線の湾曲は，強い重力場中で重要な一般相対論の効果で，重力場中から発した光の波長とエネルギーが変化するのが「重力赤方偏移 (gravitational redshift)」，重力場の周りの空間の曲がりによって光線も曲がって進むのが「光線の湾曲 (light bending)」である。光学的に厚いアウトフローでは，中心近傍が隠されるので，重力赤方偏移と光線の湾曲はあまり効かないが，運動速度によるドップラー効果などは非常に重要になる。

さらにガスの速度が光速に近くなると，見かけ上の光学的厚みが変わってくるという問題がある (後で詳しく述べる)⁶⁾。

今回は，相対論的放射流体力学に関連して，“見た目”に注目して，ブラックホール風の観測的特徴を調べた結果を紹介したい。

以下，2節ではブラックホール周辺からアウトフローが起こっている天体を紹介し (Lv10)，3節で相対論的な流れにおける光学的厚みについて説明する (Lv20)。つづく4節で，[光学的に厚い相対論的放射圧駆動球対称定常風](#)，いわばブラックホール風に関して，見た目の様子や，観測される光度などを紹介する (Lv30)。最後に5節で今後の課題を提示したい (Lv40～)。なお，レベル (Lv) については，学部でLv1からLv3ぐらい，大学院でLv10から数十として設定してある。

2. ブラックホール＝アウトフロー天体

ブラックホール近傍からの亜光速流れ，「ブラックホールジェット (black hole jets)/ブラックホール風 (black hole wind)」が存在する天体としては，第2回に，キューサー・活動銀河中心核，マイクロキューサー，ガンマ線バーストなどを，主としてジェットの観点から紹介した。本節では，主として分光観測の観点から，超臨界降着が起こりブラックホール周辺から光学的に厚いアウ

トフローが吹いていると考えられている天体をまとめておきたい。

2.1 クェーサー・活動銀河中心核

クェーサーや活動銀河中心核では、アウトフローの明らかな証拠としてしばしばジェットが観測されているが、ジェットが観測されていなくても、アウトフローの証拠は観測されている。

たとえば、クェーサーの10%程度は、NV, CIV,

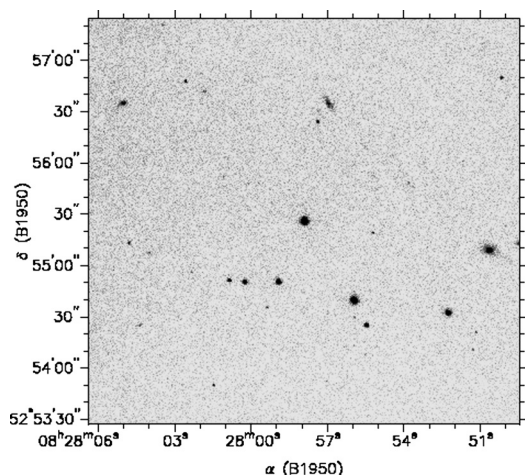


図2 BAL クェーサー APM0827 ($z=3.78$) (<http://www.astro.keele.ac.uk/oldusers/ejt/quasar.html>).

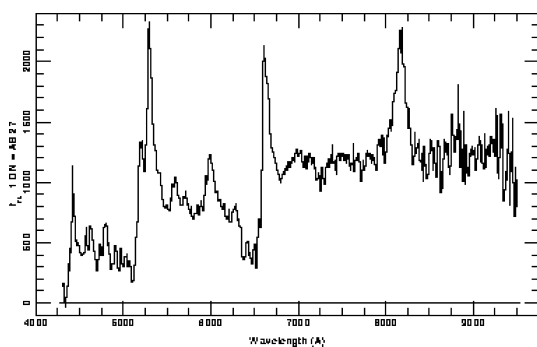


図3 BAL クェーサー PC 2330+0125 ($z=3.28$) のスペクトル (deep-universe.net/q38.html). 左(短波長)側から、ライマン α 、C IV、C IIIの強い輝線があるが、ライマン α とC IVの短波長側に、それぞれライマン α とC IVが青方偏移した幅の広く深い吸収線が見える。

Si IV などの高階電離した原子のスペクトルで、幅が広く青方偏移した強い吸収線を示し、「BAL クェーサー (broad absorption line quasar)」と呼ばれている (図2, 3). 吸収線の幅は、典型的には10,000–30,000 km/s もあり、しかも大きく青方偏移していて対応する速度は光速の1割にもなる(天体からのアウトフローの証拠である、いわゆる P-Cygni プロファイルというものになっている). また高い柱密度 (10^{23} – 10^{24} g/cm²) も観測されており、これらの事実から BAL クェーサーでは、かなり濃密なガスが視線方向に吹き出しているのだろうと推測されている。

おそらく BAL クェーサーの中心に存在する降着円盤からは0.1光速も的高速アウトフローが吹いており、そのアウトフローのガスが降着円盤からの放射を吸収して強い吸収線を作っているのだろう。そしてアウトフロー自体は降着円盤から上下方向対称に吹き出しているのだが、速さか成分は降着円盤に遮られて見えないために、近づく成分(すなわち青方偏移成分)だけが見えているのだと推測される。

最近では、X線観測でも、いくつかのクェーサーで幅の広い強い吸収線が発見されている(図

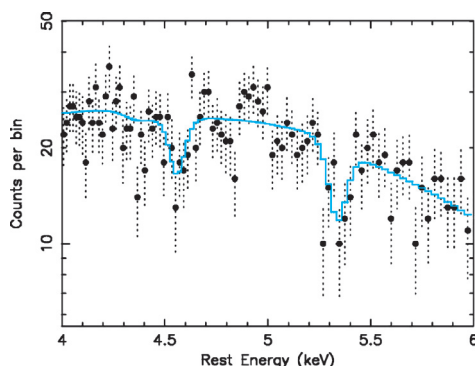


図4 クェーサー PG 1211+143 の X 線スペクトル (http://cxc.harvard.edu/newsletters/news_13/letg.html). 2カ所の吸収線は、25階電離した鉄 Fe XXVI のライマン吸収線だと推測されている。

4). たとえば、クェーサー PG 1211+143 では、チャンドラ X線衛星などによって幅広い吸収線が観測され、非常に速い速度 (0.3~0.4c) のアウトフローが吹いていると考えられている。クェーサー PG 0844+349 も X線スペクトルで吸収線が見えており、アウトフロー速度は 0.2c 程度だと考えられている^{9), 10)}。

さらに PKS 1549-79 は非常に明るいクェーサーのような活動銀河核で、「狭輝線セイファート 1 型銀河 NLS1 (narrow line Seyfert 1 galaxy)」でよく見られる禁制線 [O III] が大きく青方偏移している。VLT (The Very Large Telescope) での観測では、風のようなイメージが撮像されており、高い降着率とアウトフローを示している¹¹⁾。あるいは、X線の観測では、狭輝線セイファート 1 型銀河 1H0707-495 など、強いアウトフローの証拠とされるはくちょう座 P-型星 (P-Cygni) プロファイルが観測されている¹²⁾。

2.2 超光度 X線源

X線天文衛星の性能が上がり集光力や分解能がよくなると、銀河系外の銀河の中にも多数の X線源が発見されるようになった。そして X線源の明るさが測られるようになると、近傍銀河の X線源の中には、X線光度が 10^{32} W から 10^{34} W もあるものが見つかってきた (図 5)。銀河系内や近傍銀河のブラックホール連星の X線光度が 10^{30} W から 10^{31} W 程度しかないのに比べ、近傍銀河で発見されたこれらの X線源は 10 倍から 100 倍も明るいので、これらを「超光度 X線源 ULX (ultraluminous X-ray source)」と呼んでいる。

わざわざ「超光度」と呼ばれるにはそれなりの理由がある。X線天体に限らず、光っている天体には、その明るさに理論的な上限がある。光っていると輻射圧が働くのだが、重力でまともになっている天体がだんだん明るくなると、ある明るさに達した段階で外向きの輻射圧が重力を上回るようになり、重力でまとも続けることができ

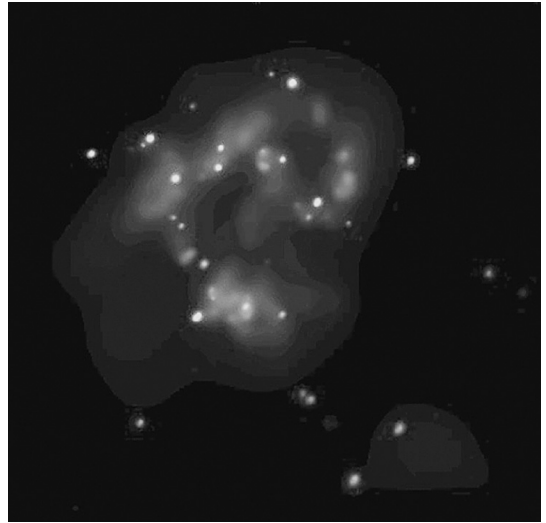


図 5 アンテナ銀河の中の多数の超光度 X線源 (http://chandra.harvard.edu/photo/2001/0120true/0120true_xray.jpg). チャンドラ X線衛星が撮像したもの。

なくなるためだ。この理論的上限光度は「エディントン光度 (Eddington luminosity)」と呼ばれている。たとえば、太陽質量の天体のエディントン光度は 10^{31} W である。

このエディントン光度という単位で見れば、通常のブラックホール連星の X線光度は、10 太陽質量のブラックホールのエディントン光度 (10^{32} W) の 1% から 10% 程度に過ぎない。しかし、「超光度」X線源の X線光度はその 10 倍から 100 倍にもなるわけだ。もちろんそんなことは考えにくいので、超光度 X線源のブラックホールは、質量が太陽の 100 倍とか 1,000 倍くらいあると思われ「中間質量ブラックホール (intermediate-mass black hole)」と名づけられた¹³⁾。

一方で、別な考え方としては、超光度 X線源のブラックホールも恒星質量程度だが、何らかの理由によって、エディントン光度をはるかに超える X線を放射しているというものもある。たとえば、ブラックホール近傍から亜光速ジェットが吹き出していて相対論的ビーミングがあると、見か

け上、エディントン光度を超えることが可能になる¹⁴⁾。あるいは、降着ガスの量が非常に多い超臨界状態になっていると、やはり全光度がエディントン光度を超えることが可能になる。さらに超臨界降着円盤では軸方向に強く放射が出るので、軸方向から見ると、球対称を仮定して見積もるエディントン光度を楽に超えられる¹⁵⁾。

というわけで、超光度 X 線源の原因については、現在でもまだ決着がついていない。しかしながら、IC 342 X-1 など、最近はやや ULX の光学的対応天体や周辺ガス星雲などが観測され始めた¹⁶⁾。光学天体が Ib 型超巨星と考えて矛盾しないことや、ULX の活動によって星雲が形成されたりすることなども考えると、通常の恒星質量ブラックホール連星なのかもしれない。

いずれにせよ、超光度 X 線源以外にも、狭輝線セイファート 1 型銀河や、PG クェーサーなどは、非常に明るく、しばしばエディントン光度を超えるものも観測されている¹⁷⁾。さらに、エディントン光度を超えている天体では、しばしば相対論的なアウトフローが吹いているようだ。

2.3 マイクロクェーサー

紙数の関係で詳しくは述べないが、系内の「マイクロクェーサー (microquasar)」でも、多くのアウトフローの証拠が挙げられている。たとえば有名な特異星 SS433 では、しばしば輝線が 3 本セットになっていて、そのうち 2 本の動く輝線はジェットに起因し、静止した輝線は降着円盤に起因すると思われていた。しかし最近の報告では、“静止した” H α 輝線の詳細な解析から、“静止成分”の一部は降着円盤風起源だとの指摘がされている¹⁸⁾。またマイクロクェーサー GRO J1655-40 の X 線観測では、多数の X 線吸収線が見つかったが、これらはアウトフローによって生じたと解釈されている¹⁹⁾。

以上のような状況を考えると、ごく一般的に、これら「超エディントン天体 (super-Eddington object)」では、極めて高い質量降着率でブラック

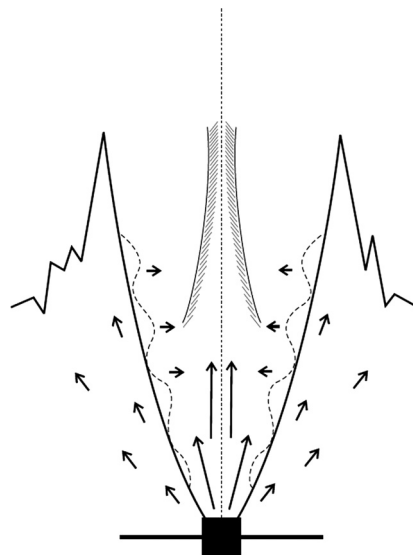


図 6 超臨界降着円盤から吹き出す光学的に厚い円盤風とファンネルのイメージ (Fabrika 2006 より²¹⁾)。

ホールへ“超臨界”質量降着が起こって「超臨界降着円盤 (supercritical accretion flow)/スリム降着円盤 (slim accretion disk)」が形成されていると同時に、降着円盤の中心領域からは、おそらく光学的にも厚い降着円盤風が高速度で吹き出しているのだろう (図 6)。

しかし、スリム円盤から光学的に厚い円盤風が吹いている場合、その風自体によって形成される光球面が円盤を隠し、われわれが観測している情報は、円盤起源ではなく光球起源である可能性が出てくる。実際、たとえば、キングとパウンズ (2003)²⁰⁾ は、クェーサー PG 1211+143 や ULX では“ブラックホール風”が吹いていると提案している。特異星 SS433 でも以前から光学的に厚い円盤風の存在は想像されている²¹⁾。

しかしながら、ブラックホール風や円盤風が具体的にどのように観測されるのかについては、ほとんど研究されていない。そこでブラックホール風の観測的特徴を調べる必要が出てくるわけだ^{7), 8)}。スリム円盤から光学的に厚い風が吹いて

いる場合についても調べたが、ここでは光学的に厚い球対称風の場合についてのみ紹介したい。

3. 光学的厚みと相対論的效果

ガスの運動が相対論的になってくると、重力が働いていない特殊相対論的な場合でさえ、時間の遅れやローレンツ=フィッツジェラルド短縮など、いろいろな相対論的效果が現れてくる。とくに光の伝播に対しては、光行差とドップラー効果が重要になってくる。それらの有名なもの以外にも、ガス中での輻射輸送に関しては、「静止系 (inertial frame/laboratory frame)」と「共動系 (co-moving frame/fluid frame)」での物理量の変換や、光学的厚みなど、気をつけないといけない問題が多々生じてくる。ここではとくに、光学的厚みに関する相対論的效果について述べておく。

3.1 平均自由行程と光学的厚み

われわれが観測できる光は、観測しているもの（衛星や観測機器やわれわれの目）に届いた光のみである。たとえば空が曇っていると太陽を見ることはできないし、たとえ雲一つなく晴れていても太陽の内部までは見ることができない。これは光がわれわれに届く間にある何らかの物質（ガスや空気など）によって、光の伝わり方が影響を受けるためである。ここで、物質に邪魔をされることなく光が進める距離が「平均自由行程 (mean free path)」である。間にある物質の量や状態によって光の平均自由行程は変化する（図7）。

物質中を伝わる光の平均自由行程を決める要因の一つは、物質（ガス）の密度だ。ガスの密度が濃ければ、光はより短い距離でガス粒子に出会うだろうから、平均自由行程はガス密度に反比例する。また、物質の種類や状態によっても平均自由行程は変わる。空気中に水滴が多いと光は届きにくいし、ガスが電離すると光は届きにくくなる。そこで、密度以外のそれらの要素を含めた“通りにくさ度合い”を「不透明度 (opacity)」と呼ぶ。

以上から、定義的に、光の平均自由行程 λ [cm]



図7 天気のよい晴れた日には、平均自由行程は長く光学的厚みは薄くなり、遠くまで見通せる(上)。しかし、水滴(中)や黄砂(下)などいろいろな原因によって、平均自由行程は短くなり光学的厚みは大きくなる。

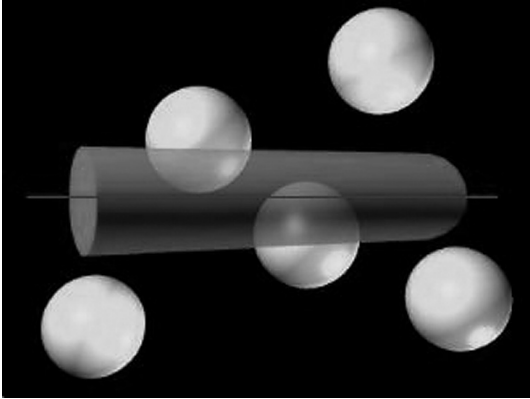


図8 断面積 σ の粒子が個数密度 n で一様に分布していれば、 $\sigma\lambda$ という円筒の体積中の粒子数は $n\sigma\lambda$ となり、その粒子数が1になったときに衝突が起こる。

は、ガス密度 $\rho[\text{g}/\text{cm}^3]$ と (ガス密度以外の全部の要素を含む) 不透明度 $\kappa[\text{cm}^2/\text{g}]$ の積に反比例する:

$$\lambda = \frac{1}{\kappa\rho}$$

光子の伝播を邪魔する粒子 (水滴や黄砂や電子) の個数密度 $n[\text{cm}^{-3}]$ と衝突断面積 $\sigma[\text{cm}^2]$ を用いると、次のように表すこともできる (図8):

$$\lambda = \frac{1}{n\sigma}$$

この平均自由行程の代わりに、よく使うのが、光が感じる“距離”としての「**光学的厚み (optical depth)**」である。光が通過した実距離 s と物質密度 ρ と不透明度 κ を用いると、光学的厚み τ は、以下の式で定義される:

$$\tau = \int \kappa\rho ds$$

単位を掛けたらわかるように、光学的厚みの単位は無次元である。光学的厚みが小さいと光は真っ直ぐに進みやすいが、光学的厚みが大きいと光は通過しにくくなる。また、平均自由行程との関連で言えば、“光学的厚みが1になる距離が平均自由行程”にほかならない。すなわち、光学的

厚みが1になる実距離 (平均自由行程) だけ進むと、光は物質粒子に出会うこととなる。

さて、おおまかな近似では、われわれが見ている (観測している) のは、光学的厚みが1の場所であり、その場所の情報を知ることができる。厳密に言えば、輻射輸送の理論では少し違う深さを見ているし、波長によっても見える深さが違うのだが (たとえば太陽の表面は500 nmの光に対して不透明になる場所だと定義されている)、第0近似ではいいだろう。

3.2 静止系で観測される光学的厚み

亜光速領域やブラックホール近傍では相対論的效果が働いてくるので、ガスから放射された光もさまざまな影響を受ける。最初にも述べたように、天体は見た目が10割だから、相対論的現象のスペクトルや光度を考える際には、相対論的效果をきちんと考慮するのは極めて重要だ。

実際、たとえば、相対論的運動をしているプラズマジェットから放たれる光は、光行差+ドップラー効果によるビーミングで、ドップラー因子の4乗に比例して増光することなどはよく知られており、昔からビーミングの効果は取り入れられている (たとえば文献3)。あるいはブラックホール周辺の降着円盤などでは、ドップラー効果+重力レンズ効果などによって、降着円盤の像がどう歪むかとか、スペクトルがどうなるかななどもよく調べられている (たとえば文献4)。

しかし、従来の研究では、プラズマ (ガス体) といいながら、多くはプラズマを“金属体”のように扱っていて、半透明なプラズマ内部の相対論的輻射輸送については無視している。すなわち、**われわれが実際に見る光が、相対論的運動をしているプラズマのどの部分 (深さ) から発した光なのかは、ほとんど考えられてこなかった**。これは迂闊といえば迂闊であった。

実は相対論的運動によって、プラズマの見かけの光学的厚みも影響を受けるのだ。そのような性質を1991年に初めて指摘したのは、アブラモ

ヴィッツ (M. A. Abramowicz), ノヴィコフ (I. D. Novikov), パチンスキー (B. Paczynski) のトリオである⁶⁾ (図9, 10).

彼らの研究によって、**相対論的プラズマ流では、プラズマの運動方向（下流方向）に向かって光学的厚みは見かけ上は小さくなり、反対方向（上流方向）に向かって大きくなる**ことがわかった。



図9 マレク・アブラモヴィッツ. 京都QPO研究会で(2007年11月). 昔はヒゲも黒くてマリオ似だったけど、いまは貫禄ありすぎ(笑).

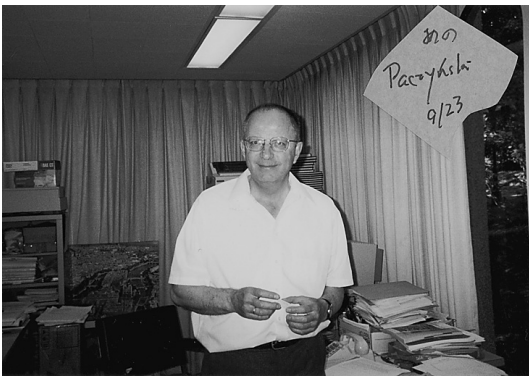


図10 ボーダン・パチンスキー. プリンストン大学の研究室で(1996年9月). 降着円盤関係のすごい研究は知っていたが、ガンマ線バーストや重力レンズの研究など、すごすぎる人だというのまでは、当時はまだ知らなかった.

数式は次節でまとめて示すが、定性的には以下のような理由である. プラズマが相対論的な運動をしていると、プラズマが近づいてくるときには、ローレンツ=フィッツジェラルド短縮によってプラズマの長さが短くなる. したがって、慣性系で測った長さよりも共動系の長さのほうが短く、光学的厚みが小さくなる理屈である. 逆に、プラズマが遠ざかるときには、光学的厚みは大きくなる.

したがって、たとえば、球対称のブラックホール風が吹いていると、その風の光学的厚みは、速度と視線方向の角度に強く依存することになる. アブラモヴィッツたちは、相対論的球対称風の光学的厚みを計算し、光球面の形状について調べた. その結果、速度が小さい間は光球面は凸状で速度の増加とともに小さくなること(透けて見えるようになる)、さらに速度が大きくなると光球面の形状が凹状になることなどを見いだしたのだ.

4. 球対称ブラックホール風の観測的外観

アブラモヴィッツたちが調べたのは光球面の形状だけなので、われわれは、彼らの研究に基づいて、そのような相対論的球対称風の“見え方”，すなわち、共動系や慣性系における光球面の温度分布や光度などを求めた. その結果、相対論的な領域では周縁減光効果が一般的なものに比べ大きく変わることがわかった. また、観測者から見た慣性系における光度は、共動系よりも高くなることがわかった(0.9cだと約1桁高くなる).

ここで、ブラックホール風のモデルと、相対論的影響を受けた光学的厚み、見かけの光球の形状、そして光球面の見た目の温度分布や光度などを紹介していこう⁷⁾.

4.1 ブラックホール風のモデル

球対称のシュバルツシルト・ブラックホール近傍から、高温のプラズマガスが相対論的な速度で

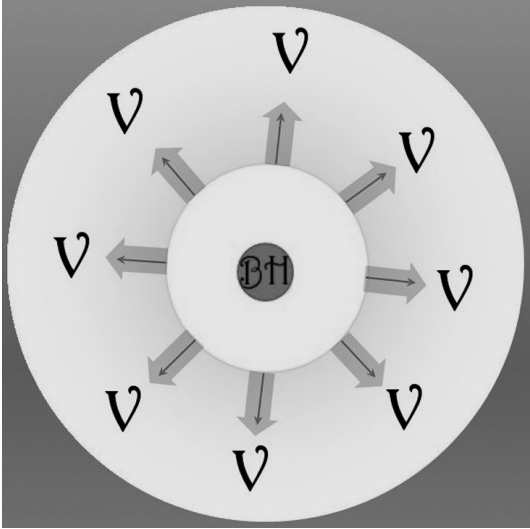


図 11 中心部からの強い輻射力で加速される相対論的輻射圧駆動球対称定常風。

吹き出しているとしよう (図 11)。簡単のために風の形状も球対称だとする。またブラックホール風の構造や駆動機構を調べるわけではないので、風は十分に加速された後で、重力 (空間の曲率など) の影響はなくなり、終端速度に達していると想定する。すなわち風の色度は一定だと仮定する。

このとき、中心天体の質量を M 、万有引力定数を G 、光速を c として、シュバルツシルト半径、光速で規格化した速度、ローレンツ因子を、以下のように表す。

$$r_g = 2GM/c^2$$

$$\beta = v/c$$

$$\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$$

まず密度分布については、連続の式から得られる。すなわち、質量放出率を \dot{M}_0 とすると、共動系での質量密度は中心からの距離 R の関数として、以下のようなになる (添え字 “0” がある物理量はすべて共動系での値とする)。

$$\rho_0 = \frac{\dot{M}_0}{4\pi\gamma v} \frac{1}{R^2}$$

次に温度分布だが、今回は簡単のために、断熱膨張を仮定した。そのとき、共動系でのガス温度 T_0 は、 $T_0 \propto \rho_0^{\Gamma-1}$ となり、比熱比 Γ は輻射圧優勢より $4/3$ と置けるだろう。したがって、共動系での温度分布は、

$$\frac{T_0}{T_c} = \left(\frac{R}{R_c}\right)^{-2/3}$$

で与えた (添え字の c は中心での値を表す)。

実際には輻射の流れがあるので、温度分布は断熱の場合より緩やかになるだろう (光度が一定なら半径の $1/2$ に反比例して減少する)。また風の色度変化などによっては、密度分布も異なるだろう。しかし、半径が増大するにつれて、密度や温度が減少する限り、以下の結論は定性的には変わらないと思われる。

4.2 見た目の光学的厚み

ここでアブラモヴィッツたちの指摘した、相対論的効果による、静止系における光学的厚みの見かけ上の変化について説明する。基本的な考え方は単純で、ローレンツ=フィッツジェラルド短縮に伴って、長さ量が増えるためである。

すなわち、光路に沿った微小距離 (静止系で ds 、共動系で ds_0) や、光子の平均自由行程 (静止系で λ 、共動系で λ_0) などの間には、ローレンツ=フィッツジェラルド短縮によって、

$$ds = \frac{1}{\gamma(1-\beta \cos \theta)} ds_0, \quad \lambda = \frac{1}{\gamma(1-\beta \cos \theta)} \lambda_0$$

のような関係が成り立つ。

一方、光学的厚みは相対論的不変量で、どちらの系で測っても同じであり、不透明度 (電子散乱のみを仮定) を κ_0 とすると、

$$d\tau = d\tau_0 = \kappa_0 \rho_0 ds_0 = \gamma(1-\beta \cos \theta) \kappa_0 \rho_0 ds$$

となる。実は、アブラモヴィッツたちの論文では、共動系の $d\tau_0$ がローレンツ=フィッツジェラルド短縮の分だけ変化して静止系の $d\tau$ になるように

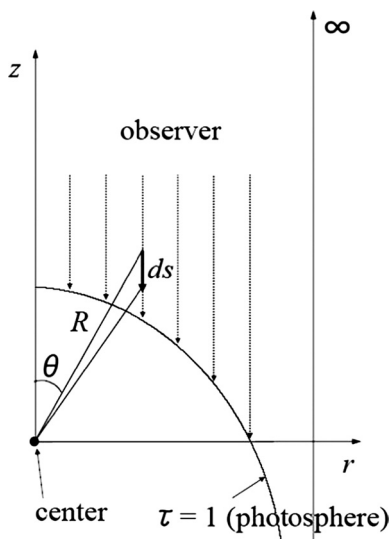


図12 光球面を計算するときの座標設定.

書いてある。それでずっと混乱していたのだが、よくよく考えてみると、上の考え方のほうが良いと思う。ともあれ、結果は変わらない。

すなわち静止系の距離で測ると、光学的厚みは流れの速度と方向によって、見かけ上、違ってくるのだ。とくに、流れと同じ下流方向 ($\theta=0$) へ向けて光学的厚みはもっとも小さくなり、流れの上流方向 ($\theta=\pi$) へはもっとも大きくなる。別な言い方をすれば、球対称風からの輻射は透過しやすくなり、球対称降着流からの輻射は出にくくなる。後者に関して、誤解のないようにコメントしておく、いわゆる「光子捕捉 (photon trapping)」とは別の問題である。

4.3 見かけの光球面の形状

ここで、遠方から球対称風を観測したときの、見かけ上の光球面の形状を考えよう。ブラックホールを原点とする球座標系 (R, θ, ϕ) と円筒座標系 (r, ϕ, z) を用い、 z 軸方向 ($z=\infty$) に観測者がいるとする。そして、観測者から測った光学的厚み τ が 1 となる面をブラックホール風の「見かけの光球 (apparent photosphere)」と定義する (図 12)。

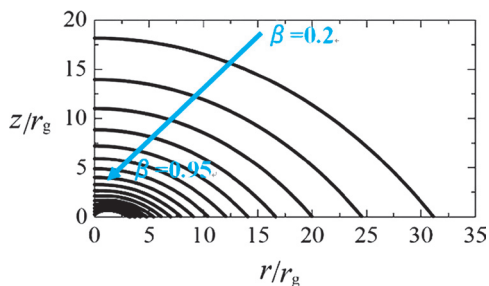


図13 見かけ上の光球面の形状. 速度は、 β が 0.2 から 0.95 まで 0.05 ずつ変化させている。

無限遠の観測者から測った光学的厚みは、先ほどの光学的厚みを z 方向に積分したものになる。そして静止系の長さで積分を行うと、赤道面から測った光球面の高さ z_{ph} は、

$$\tau_{\text{ph}} = \int_{\tau_{\text{ph}}}^{\infty} \gamma(1 - \beta \cos \theta) \kappa_0 \rho_0 dz = 1$$

という条件で得られる。そして密度分布が半径の 2 乗に反比例して減少する場合には、積分は解析的に実行することもできる⁹⁾。

図 13 に、いろいろな速度 (0.2c から 0.95c まで 0.05c ごと) に対して得られた、見かけ上の光球面の形状を示す。まず、流れの速度が遅いときは、光球面は中央近傍で深くなり、 z 軸から離れたところでは中心から遠くて浅くなる。これは球対称に広がる風の一般的な「周縁減光効果 (limb-darkening effect)」である。

一方、速度が速くなると、密度が希薄になることと、相対論的効果の両方の影響で、全体に光球面が小さくなる。その結果、温度の高い内部が透けて見えてくることになる。さらにある程度速度が大きくなると ($\beta=2/3$ 以上)、それまで光面の形状は中央で凸だったものが、中央で凹になってしまう。これは完全に相対論的効果である。この結果、ますます風の内部領域が透けて見えてくることになる。

4.4 見た目の温度分布と見かけの光度

無限遠の観測者にとっては、見かけ上の光球面が「最終散乱面 (last scattering surface)」である。

ブラックホール風内部では、ガスと輻射は熱平衡になっており、光球面において、ガスは共動系の温度で黒体輻射をしていると仮定しよう。実際には熱平衡という仮定はおそらく破綻しているし、散乱だけだとスペクトルは黒体輻射からずれるが、最初の近似としてはいいだろう。

このとき、やはり相対論的效果によって、共動系の温度 T_0 と観測される見かけ上の温度 T_{obs} の間には、赤方偏移を z として、

$$T_{\text{obs}} = \frac{1}{1+z} T_0 = \frac{1}{\gamma(1-\beta \cos \theta)} T_0$$

という関係が成り立つことが知られている。

さらにこの観測された温度を用いると、観測される見かけ上の光度 L としては、

$$L = \int_{\gamma_{\text{in}}}^{\gamma_{\text{out}}} 2\pi r dr \sigma T_{\text{obs}}^4$$

という量を計算すればよい。

以上のような方法で、共動系と静止系での光球面での温度分布や光度を計算した(図 14, 15)。ここでの計算では、NLS1 を念頭に置いて、ブラックホール質量は $M=10^7$ 太陽質量とし、中心温度は $T_c=10^7$ K とした。またパラメータは光速で規格化した速度 β と、中心天体の臨界質量放出率 (L_E/c^2 ; L_E は中心天体のエディントン光度) で規格化した風の質量放出率である。

図 14 は、見かけ上の光球面における、共動系の温度分布(左列)と観測者が観測する静止系での温度分布(右列)である。まず全体としては、見かけの光球の中央部分がかつとも明るく、周縁にいくほど暗くなる。これは球対称の星や一般的な球対称風でも生じる周縁減光効果で、中央ほど温度の高い深部を見ているためである。

しかしながら今回考えた相対論的な風では、速度が大きくなるほどこの周縁減光効果が著しく高くなる。これは、先にも述べたように、速度が上がるほど風が透けてくるので、光球面が小さくなり、より深部が見えるようになるためだ。

さらに共動系と静止系での温度分布を比較する

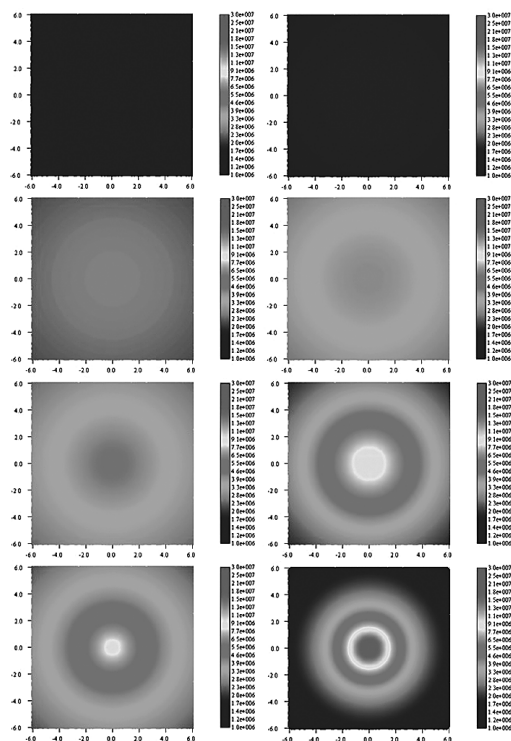


図 14 無限遠の観測者から見た光球の温度分布。左列は共動系での、右列は静止系での温度分布。風の色速度 β は上から 0.2, 0.4, 0.6, 0.8 である。

と、静止系での中心の温度が共動系でのものより高くなるのがわかる。これは相対論的なドップラー効果や光行差によって、観測される温度、そして明るさが大きくなるためである。すなわち縦ドップラー効果によって、 θ が 0 に近づくにつれ、観測される温度が増加するのである。この効果もまた速度が増加するにつれ顕著になる。

図 15 は、風の色速度と観測される見かけ上の光度の関係を示したものである。実線は静止系での観測された光度を示し、破線は共動系での光度を示している。また規格化された質量放出率は上から 10, 100, 1,000, 10,000 である。

まずすぐわかるように、速度が増加するにつれ光度が大きくなる一方、質量放出率が増加すると光度は低くなっている。速度が増加するにつれて

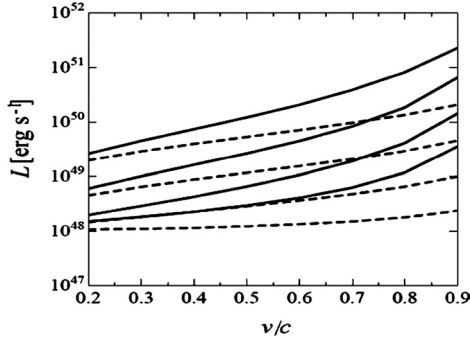


図 15 いくつかの質量放出率に対して、速度の関数として表した観測される見かけ上の光度。実線は静止系での観測される光度、破線は共動系での光度で、規格化された質量放出率は上から 10, 100, 1,000, 10,000 である。

光度が高くなるのは、相対論的なビーミング効果のためである。一方、質量放出率が増加すると光度が下がるのは、風の密度が高くなるために光球面が広がって、光球面の温度が低くなるためだ。

また、静止系で観測された光度は共動系での光度よりも高くなることがわかった。これももちろん相対論的效果によるものである。実際、風速が $0.2c$ のときは、静止系での光度が共動系に比べて約 130% 高くなるが、 $0.9c$ では約 1 桁高くなる。これらの結果は、亜光速のブラックホール風が吹いている天体では、本来の光度を過剰評価している可能性があることを示す。

5. 今後の課題

今回の研究では、球対称ブラックホール風の見目、すなわち、共動系や慣性系における光球面の温度分布や光度などを求めた。その結果、相対論的な領域では周縁減光効果が一般的なものに比べ大きく変わることがわかった。光学的厚みが変わるために深い高温部を見ることになり、さらに静止系は観測者の方向に沿った相対論的ビーミング効果が働く。これらの効果は両方ともブラックホール風の見かけの光度を上げる方向に作用する

(たとえば $0.9c$ だと約 1 桁高くなる)。今回の結果は、相対論的な速度でブラックホール風が吹いているとされる天体の温度や光度を過剰評価している可能性を示している。

今回は紙数の関係で省略したが、ブラックホール風のスペクトルや、逆にブラックホール降着流の見え方なども、相対論的な影響を受ける。

なお、今回は簡単のために、ガスと輻射は熱平衡だと仮定した。実際には輻射の流れがあるし、相対論的な領域ではエネルギー交換もあるので、熱平衡からずれてくるだろう。より正確な取り扱いとは今後の課題である²²⁾。

またやはり簡単のために、振動数に依存しない灰色近似で電子散乱だけを考えた。実際には、自由-自由吸収も考慮した有効光学的厚みが 1 の部分の黒体輻射が散乱されたものを見ているので、より正確には、いわゆる「修正黒体輻射 (modified blackbody)」などで考える必要があるだろう。相対論的な領域におけるコンプトン散乱によっても影響を受ける。あるいは Klein-Nishina 断面積を使用すれば、より光学的に薄くなるだろう。

一般相対論的な取り扱いも含め、これらの効果を取り入れた計算は今後の課題である。

謝 辞

本稿の主要部分は、渡會兼也さん、西山晋二さん、秋月千鶴さんたちとの共同研究に基づいたものです。共同研究者のみなさんには、有益な議論をしていただいた点、深く感謝いたします。

参考文献

- 1) 秋月千鶴, 福江 純, 2008, 天文月報 101, 504
- 2) 柴田一成, 福江 純, 松元亮治, 嶺重 慎, 1999, 『活動する宇宙—天体活動現象の物理』, 裳華房
- 3) 小山勝二, 嶺重 慎編, 2007, 『ブラックホールと高エネルギー現象』, 日本評論社
- 4) 福江 純, 2007, 『輝くブラックホール降着円盤—降着円盤の観測と理論』, プレアデス出版
- 5) Kato S., Fukue J., Mineshige S., 2008, Black-Hole Accretion Disks—Towards a New Paradigm (Kyoto

University Press)

- 6) Abramowicz M. A., Novikov I. D., Paczynski B., 1991, ApJ 369, 175
- 7) Sumitomo N., Nishiyama S., Akizuki C., Watarai K., Fukue J., 2007, PASJ 59, 1043
- 8) Nishiyama S., Watarai K., Fukue J., 2007, PASJ 59, 1227
- 9) Pounds K. A., Reeves J. N., King A. R., Page K. L., O'Brien P. T., Turner M. J. L., 2003, MNRAS 345, 705
- 10) Pounds K. A., King A. R., Page K. L., O'Brien P. T., 2003, MNRAS 346, 1025
- 11) Holt J., Tadhunter C., Morganti R., Bellamy M., Gonzalez Delgado R. M., Tzioumis A., Inskip K. J., 2006, MNRAS 370, 1633
- 12) Done C., Sobolewska M. A., Gierlinski M., Schurch N. J., 2006, MNRAS 374, L15
- 13) Colbert E. J. M., Mushotzky R. F., 1999, ApJ 519, 89
- 14) King A. R., et al., 2001, ApJ 552, L109
- 15) Watarai K.-Y., Mizuno T., Mineshige S., 2001, ApJ 549, L77
- 16) Feng H., Kaaret P., 2007, astro-ph 0711.4131v1
- 17) Collin S., Kawaguchi T., 2004, A&A 426, 797
- 18) Blundell K. M., Bowler M. G., Schmidtobreich L., 2008, astro-ph 0803.0642v1
- 19) Miller J. M., et al., 2008, astro-ph 0802.2026v1
- 20) King A. R., Pounds K. A., 2003, MNRAS 345, 657
- 21) Fabrika S., 2004, The Jets and Supercritical Accretion Disk in SS433 (Cambridge Scientific Publishers)
- 22) Fukue J., Sumitomo N., 2008, submitted to PASJ

Let's Challenge the Relativistic Radiation Hydrodynamics: 3 Observational Appearance of Black-Hole Winds

Naoko SUMITOMO and Jun FUKUE

Astronomical Institute, Osaka Kyoiku University, Asahigaoka 4-698-1, Kashiwara, Osaka 582-8582, Japan

Abstract: Relativistic outflows are believed to blow off from quasars and active galaxies, ultraluminous X-ray sources, microquasars, and gamma-ray bursts. We first examine the observational appearance of such an outflow, a black-hole wind. As the flow velocity increases, an apparent photosphere shrinks and an observed temperature and luminosity increase.