

低質量 X 線連星における 降着円盤風の駆動機構と X 線放射



都丸 亮太¹

〈¹Centre for Extragalactic Astronomy, Department of Physics, Durham University, South Road, Durham, DH13LE〉
e-mail: ¹ryota.tomaru@durham.ac.uk

低質量 X 線連星を構成する高密度天体の降着円盤から噴出するアウトフロー（降着円盤風）は、降着物理を理解するうえで重要な現象である。しかしながら円盤風がどのように噴出しどのように降着流と関連しているのかはよくわかっていない。この問題を解決するため、X 線放射加熱により噴出する熱駆動機構に基づきスペクトルモデルを構築し観測データと比較した。このスペクトルモデルは、円盤風のダイナミクスを放射流体シミュレーションにより計算し、その内部で作られる、輝線吸収線構造をモンテカルロ放射輸送計算により求めたものである。構築したモデルは、放射による加速の効果を考慮することで、観測される吸収線をよく再現した。この結果は、低質量 X 線連星における円盤風は放射による加熱と加速の組み合わせで駆動していることを強く示唆している。

1. はじめに

X 線連星内の恒星質量ブラックホール・中性子星といった高密度天体や銀河中心の超巨大ブラックホールは、コリメートしたジェット [1, 2] や降着円盤風（吸収線の青方偏移から示唆される）[3, 4] といった高速で噴出するアウトフロー現象が観測され、中心天体の大小にかかわらず、降着系においてそれらが普遍的に存在していることが示唆されている。これらのアウトフローはその成因や周辺環境にもたらす効果など、重要な研究課題となっているが、その物理的起源は理解されていない。質量降着過程において、アウトフローがどこで発生し、どのように駆動されるのか、またジェットと円盤風との関連があるのかなど多くの問題がいまだに解決されていない。

銀河系内の低質量 X 線連星（Low Mass X-ray Binary, 以下 LMXB）はこうした降着流とアウトフローの物理を理解するために適した天体である。なぜなら、距離が近く明るいため統計のよい

X 線観測データが得られること、数日から数ヶ月での強い時間変動を示すため [5]、詳細な降着状態の変化を理解しやすいからである。また、ブラックホール X 線連星は降着流の変化に伴うスペクトル遷移が観測されるため [2, 5]、降着流と円盤風の関係性を理解するのに適している。さらに伴星からの質量輸送が星風ではなくロッシュローブオーバーフローによるため、星風の影響なく質量降着の現場を観測できることも理由である。本稿では、LMXB において観測される円盤風についての現状を概観しつつ、筆者のこれまでの研究成果を紹介したい。

2. 低質量 X 線連星に見られる円盤風

円盤風の存在の根拠とされるのが、スペクトル中に見られる青方偏移した電離イオンによる吸収線である。LMXB において観測される吸収線は、ほとんど電離したイオンからの吸収線であり、主に H, He 様鉄 (Fe XXVI, XXV) からである。また、典型的なアウトフロー速度は $100\text{--}1000\text{ km s}^{-1}$ であ

る。この吸収線は円盤傾斜角の大きなedge-onに近い天体のみに見られることから、吸収体が降着円盤からのアウトフローすなわち円盤風であることを支持している。

いくつかの天体での観測から、円盤風の質量損失率はX線の光度から推定した質量降着率と同等か、それ以上の質量が円盤風として損失されていることが示唆されており、周辺環境への影響が議論されている [6, 7]。このように、質量損失率が推定されているものの、円盤風がどのように噴出しているのかということの理解の一致は得られていない。X線連星における円盤風駆動機構を明らかにすることは、銀河の中心に存在する超巨大ブラックホールへの質量降着過程を理解する上でも重要な情報となるため、大きな課題となっている。

3. 円盤風駆動機構

円盤風を駆動する力の候補は、ガス圧勾配力（熱駆動） [8, 9]、放射力（放射駆動） [10, 11]、磁場によるローレンツ力（磁気駆動） [12, 13] である。放射駆動では電子散乱を介して、ガスが加速する連続光駆動 [10]、ガスに存在する金属イオンが束縛-束縛遷移時に運動量を得る、線吸収駆動がある [11]。線吸収駆動は多くのエネルギー準位間遷移が存在するほど効率的に働くため、イオンが低電離のときによく働く [14]。

LMXBでよく考慮されている駆動機構は、熱駆動と磁気駆動である。なぜなら、連続光駆動が働くには、電子散乱による放射力が重力と等しくなる光度（エディントン光度）以上であることが要求されるが、円盤風の証拠となる吸収線はエディントン光度以下の天体で見られていること、また、LMXBでは強いX線によりガスが電離されてしまうので線吸収加速は効きづらい [15] と考えられているからである。

熱駆動型円盤風（Compton heated wind） [8, 9] は、X線照射加熱により円盤風が噴出するメカニ

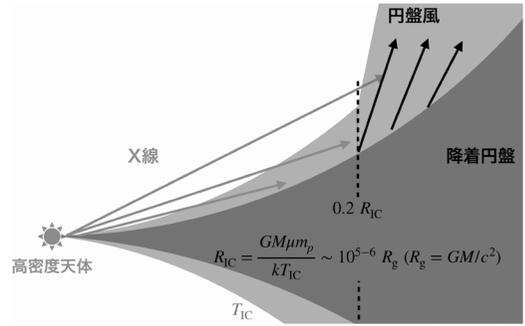


図1 熱駆動型円盤風の模式図

ズムである（図1）。高密度天体近傍からX線が円盤表面に向かって照射されることで、その表面温度をコンプトン散乱による加熱と逆散乱による冷却の平衡温度であるコンプトン温度 T_{IC} まで上昇させる。この温度は照射してくるX線の連続スペクトル $F_E(E)$ [erg cm⁻² s⁻¹ keV⁻¹]で決まり、 $T_{IC} = \int EF_E(E)dE / (4k \int F_E(E)dE)$ となる（ここで k はボルツマン定数）。LMXBでの典型的なコンプトン温度は $T_{IC} \sim 10^7 - 10^8$ Kである。重力ポテンシャルがこの温度のガスエネルギーよりも小さくなる半径をコンプトン半径 $R_{IC} = GM \mu m_p / (kT_{IC}) \sim 10^5 - 10^6 R_g$ (G : 重力定数, M : 高密度天体の質量, m_p : 陽子質量, μ : 平均分子量, $R_g = GM/c^2$) とすると、回転の効果等を加味し円盤風は $0.2R_{IC}$ よりも大きい円盤をもつときに発生する [9]。この半径に対応する脱出速度は $100 - 1000$ km s⁻¹となり、観測と同等であるため、駆動機構の大きな候補となっている。中心天体近傍からの光度のエディントン比 L/L_{Edd} が大きければ、さらなる加速を与えることが期待される。

どの駆動機構が支配的であるのかを明らかにするためには、この熱駆動機構の可能性を詳細に検証することが有効である。これは、熱駆動がX線の加熱により、大きな円盤をもつ天体で自然に発生するのに対し、磁気駆動では円盤風を作る磁場構造そのものの実在性が問題となるからである。磁気駆動型円盤風は、降着円盤からの磁場構造に依存しており、その磁場構造を変更させること

で、多様な円盤風を形成することができる（現在までのモデルでは円盤全体にわたって揃った大規模な磁場構造を仮定している [16, 17]）。しかしながら、磁場そのものは存在しているものの、磁場構造は観測的に制限されておらず、円盤風を形成する特殊な磁場構造の存在が示されたことはない。したがって、存在可能性が大きい熱駆動型円盤風を優先的に考慮することで、観測されていない磁場構造の影響等を含め、円盤風駆動機構の検証が可能となる。

4. これまでの問題点と研究方法

4.1 これまでの研究の問題点

熱駆動機構は、観測データを説明できないかと考えられていたものの、直接的に観測データと比較されたことはない。この理由は観測との比較に適した、熱駆動型円盤風のダイナミクスを計算した結果が存在しなかったからである。したがって、その内部でつくられる、輝線吸収線を計算したモデルも存在しない。

熱駆動型円盤風のダイナミクスを計算するうえで、考慮すべき重要な点は、入射スペクトルへの依存性である。なぜなら、円盤風を作る光電離プラズマの熱平衡温度はそのプラズマを作る入射スペクトルの形に大きく依存し、円盤風は、その平衡温度に到達するように時間発展するからである。ここで、熱平衡温度は、ガス中の元素による光電離、線吸収と、コンプトン散乱による加熱と放射再結合、線放射、制動放射、コンプトン逆散乱による冷却が釣り合う温度である。高電離状態では、コンプトン散乱、逆散乱が支配的になり、低電離状態では、光電離、放射再結合、線吸収・再放射といった原子物理の効果が支配的となる。

この入射スペクトルの効果は特にブラックホールX線連星では重要である。ブラックホールX線連星では、同一天体で降着流の変化に伴い、X線連続スペクトルが大きく遷移するからである。このスペクトル遷移では、標準降着円盤からの約

1 keVにピークをもつ多温度黒体放射が支配的となる「ソフト状態」と約100 keVにピークをもつ高エネルギー電子による逆コンプトン散乱が支配的となる「ハード状態」との間を遷移する [2, 5]。しかしながら、これまでの研究では、このようなスペクトル状態への依存性はあまり考慮されておらず [18]、観測と比較するのに適した流体シミュレーションは存在しなかった。

これと同様に、線吸収加速は、吸収線の準位の数とそこで吸収される光子の数に依存するため、入射スペクトルに依存する。しかし、この線吸収加速のスペクトル依存性も考えられてこなかった。これまでの研究 [15] では、単一の入力スペクトルを用いている [14]。そのため、X線連星において線吸収加速が効かないという結果 [15] もこの依存性を含めて再度検証する必要がある。

4.2 研究方法

先に述べた問題を解決し、観測される吸収線が熱駆動型円盤風によるのか（磁気駆動は必要ないのか）を検証するため、以下のような方法をとった。

- 1) X線天文衛星 Rossi X-ray Timing Explorer (RXTE) による 3-50 keV の広帯域連続X線スペクトルの取得
- 2) 連続スペクトルを入力として加熱・冷却率、放射の減衰とそれに伴う加速率の計算
- 3) 放射によるガスの加熱・冷却率、加速と放射の減衰の効果を組み込んだ放射流体シミュレーションの実行
- 4) 放射流体シミュレーションで得られた密度、速度分布を使用し、その内部で作られる詳細な輝線吸収線構造をモンテカルロ放射輸送シミュレーションにより計算
- 5) X線天文衛星 *Chandra* 搭載の回折格子分光器 High Energy Transmission Grating Spectrometer (HETGS) により得られた、観測データとの比較 (RXTEと *Chandra* は同時期の観測) このような手法をもちいることで、熱駆動型円盤風の妥当性を評価する。1) によりX線天文衛星

RXTEによる広帯域X線連続スペクトルを取得し、これがブラックホール近傍からの放射であるという仮定のもと、2)によりその放射による加熱冷却率と放射の減衰、放射加速の効果を計算する。ここでは、光電離プラズマコード CLOUDY [19] を使用し、線吸収による加熱、放射による冷却、線吸収加速に影響を与える金属量は、太陽組成と同じであると仮定している。

3)の放射流体シミュレーションは、円盤の回転軸対称性を考慮した、2次元球座標を用いて計算する。ここでは、円盤風は高密度天体から離れた距離で噴出することが期待されるため、高密度天体と放射源はともに原点に置く。

4)の計算で使用するモンテカルロ放射輸送コードは、共同研究者である小高裕和氏が中心となって、開発を進めてきたMONACO[20]を使用する。モンテカルロ法による放射輸送シミュレーションでは、入射光子ごとに、光子と物質の相互作用を各種断面積に従い乱数を振ることで、光子の動きを忠実に計算することができる。特にこのコードでは任意の幾何構造、密度、速度分布をもつガス内でのイオン・電子による光子の吸収・再放射、散乱といった相互作用をドップラー効果も含めて、自己矛盾なく計算することを可能としている。

5)の観測では、現状のX線天文衛星において最もエネルギー分解能力が高いChandra/HETGSを使用する。このデータは、RXTEとの同時観測である。

5. H1743-322での円盤風

ブラックホールLMXB H1743-322をターゲット天体とした。この天体はブラックホールX線連星に典型的に見られるソフト状態とハード状態のスペクトル遷移を示す。ソフト状態は吸収線が観測されるが、ハード状態では吸収線が観測されない[21, 22]。このスペクトル状態と吸収線の関係は他のブラックホールLMXB, GRS 1915+105,

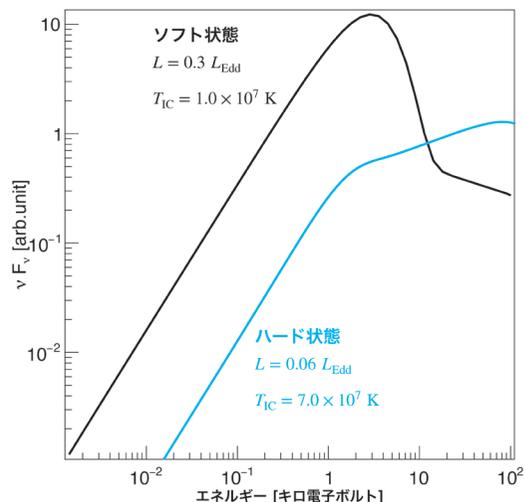


図2 ソフト状態とハード状態における入射スペクトル。縦軸の単位は相対値(任意)

GRO J1655-40, 4U1630-47といった天体でも見られる[23]。ブラックホールX線連星において、ハード状態でジェットが見られることから、ハード状態でジェットを作っていた磁場構造が、ソフト状態で変化し、円盤風を作っているという議論も存在していた[21]。しかし、ジェットは相対論的な速度をもつものに対し、その吸収線の青方偏移は比較的小さいことから、我々はジェットと吸収線の起源は別のものであり、この吸収線は熱駆動型円盤風であるということを明らかにしようと考えた。

先に提示した方法で計算するために、この天体のソフト状態とハード状態における広帯域X線連続スペクトルを得た(図2)。ソフト状態のほうが光度が大きいものの、軟X線(約1 keV)が卓越するため、コンプトン温度は小さくなる。また、ハード状態では硬X線のために、ガスは電離されコンプトン温度まで速やかに加熱されることが期待される。それに伴い、ガス圧勾配力も大きくなり、円盤風の速度も早くなることが期待される。

5.1 ソフト状態における円盤風

ソフト状態のX線連続スペクトルによる加熱・

冷却率，放射の減衰とそれに伴う加速（放射力）の効果을考慮した円盤風（熱-放射駆動型円盤風）の放射流体シミュレーションを实行了。得られた密度，速度分布が図3であり， $0.1 R_{IC}$ ($R_{IC} = 6.6 \times 10^5 R_g$) 付近から外向きの速度が増大し，円盤風を噴出していることがわかる。

得られた密度，速度分布（図3）を使用し，円盤風内部で作れる輝線吸収線構造を計算した。

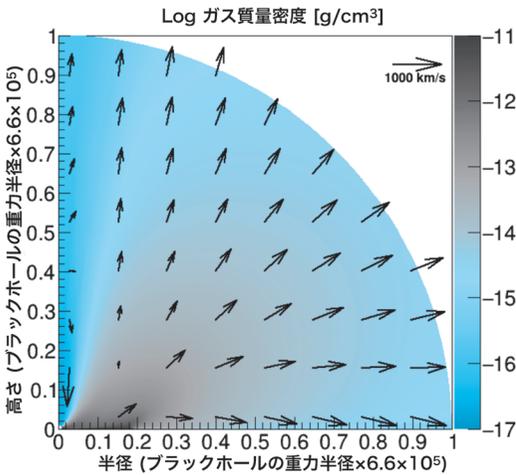


図3 放射流体シミュレーションにより得られた密度の2次元分布. 矢印は速度を表し，右上にその大きさの指標 (1000 km s^{-1}) を示した. 横軸，縦軸はそれぞれブラックホールからの半径と高さであり，コンプトン半径 $R_{IC} = 6.6 \times 10^5 R_g$ との比を表している. 約 $0.1 R_{IC}$ から速度が大きくなり，円盤風として噴出していることを示している.

図4は3つの異なる角度（円盤の回転軸からの角度，円盤傾斜角）から見たときの輝線吸収線構造を示したものであり，左から， 45° ， 60° ， 75° である. 円盤傾斜角が大きな（edge-onに近い）角度から観測した場合，密度が大きい領域を光子が通過するため，吸収線が深くなる. 一方散乱成分はどの角度でも弱く，入射光子数に対して5%以下であり，それらに大きな角度依存性はない。

この放射輸送シミュレーションで明らかになった興味深い構造は，Fe xxviからの吸収線構造が4つに分かれていることである. これはFe xxvi Ly α_1 (6.973 keV)， α_2 (6.952 keV) からの吸収線が視線上のガスの速度成分の違いによりそれぞれ2つに別れていることが理由である. これらは $0.1 R_{IC}$ より内側に存在している，静的な円盤大気による吸収線と，それより外側に存在する円盤風による吸収線であり，このような構造は，この駆動機構による円盤風に特徴的な構造である。

この計算結果を用いて，観測データと比較したものが図5である. 構築したスペクトルモデルで観測結果をよく再現することに成功した. したがって，この放射加熱と放射加速による円盤風（熱-放射駆動型円盤風）は観測吸収線の起源であるとして矛盾がない. またChandra/HETGSのエネルギー分解能力（ $\sim 40 \text{ eV}$ ）では，Fe XXVI Ly $\alpha_{1,2}$ の吸収線は分解することができず，それよりも小さい速度差も分解することができないこと

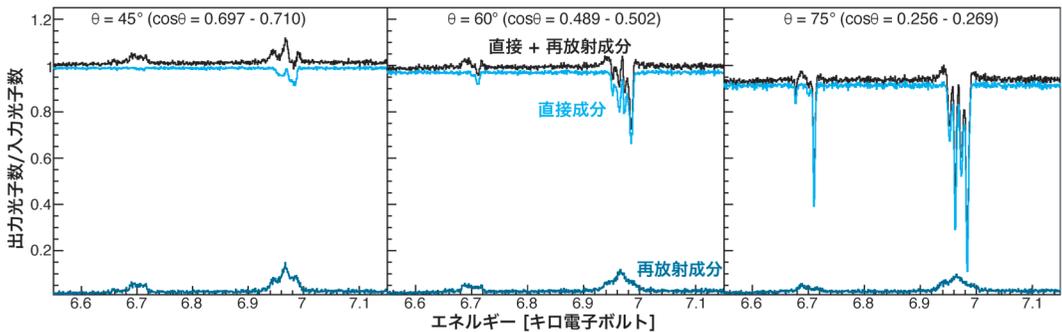


図4 モンテカルロ放射輸送シミュレーションにより得られた輝線吸収線構造. 円盤傾斜角大きくなるほど強い吸収線を示している.

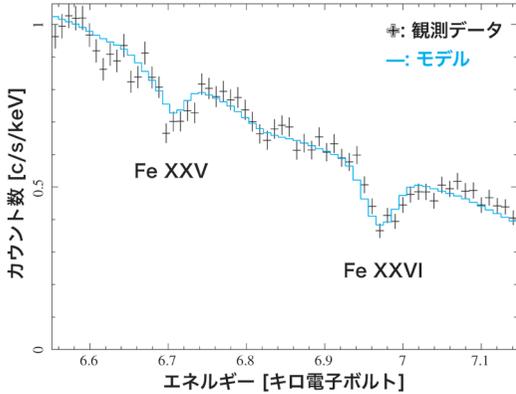


図5 Chandra/HETGSによる観測データとモンテカルロ放射輸送計算によってえられたモデルとの比較. 観測データをうまく再現する.

が明らかになった.

5.1.1 放射力の効果

さらに放射力の影響を検証するため、放射の減衰と、それに伴うガスの加速（放射力）の効果を無視したシミュレーションを行った。それらを観測結果と比較するために、視線方向にイオン柱密度で重み付けの平均した速度が図6である。円盤傾斜角が小さい領域では、速度の違いは見られないものの、角度が大きくなる円盤の表面近くでは、その違いが顕著に見られ、放射力を含めたモデルがより大きな速度をもつ。

観測的には大きな角度約75°で青方偏移が報告されているため [21, 24]、観測と同等の速度を得るためには、放射力の効果が重要であることが示された。この結果は、線吸収加速の影響はX線連星の場合無視できるという既存の結果 [15] と異なる。この違いは、加熱冷却率、線吸収加速の効果を観測スペクトルを用いて正確に計算したことによって現れたと考えられる。ソフト状態の場合、円盤近くのガスがに含まれる酸素や鉄といった元素は完全電離せず、ガス全体の温度はコンプトン散乱と逆散乱の釣り合いで決まるコンプトン温度まで上昇しない。このような元素は、中間電離状態となり、線吸収加速の効果を受けるのである。このような放射力の影響の重要性は、本研究

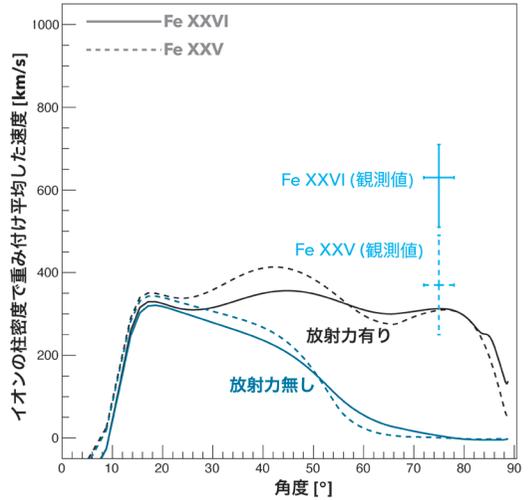


図6 放射力ありと放射力なしの場合のシミュレーションにおいて、各視線方向でイオン柱密度で重み付け平均した速度の角度依存性。角度は天頂角（角度が大きいかほどedge-onに近い）を示す。実線はFe XXVI、破線はFe XXVである。

で、現実的なX線連続スペクトルを入力として、計算することで初めて明らかになったものである。

5.2 ハード状態における熱駆動型円盤風

ハード状態でこの円盤風の吸収線が消失しうることかということを調べた。ハード状態における熱駆動型円盤風のダイナミクスを計算するために、ハード状態における加熱・冷却率を同様に計算し、流体シミュレーションを実行した。ここでは、放射による減衰、加速を無視して計算した。なぜなら、ハード状態ではソフト状態と比べると、光度が小さく電子散乱による加速と、電離状態が大きく線吸収加速の効果を受けづらいと期待されるからである。

これを観測と比較するために、視線方向に積分した、イオン柱密度が図7（上）である。得られた結果を観測で得られている上限値と比較すると（図7（上），下矢印）、イオン柱密度は、その上限値には至らないことがわかった。この結果はハード状態では硬X線のために、ガスは完全電離してしまい、吸収線は観測されないことを示して

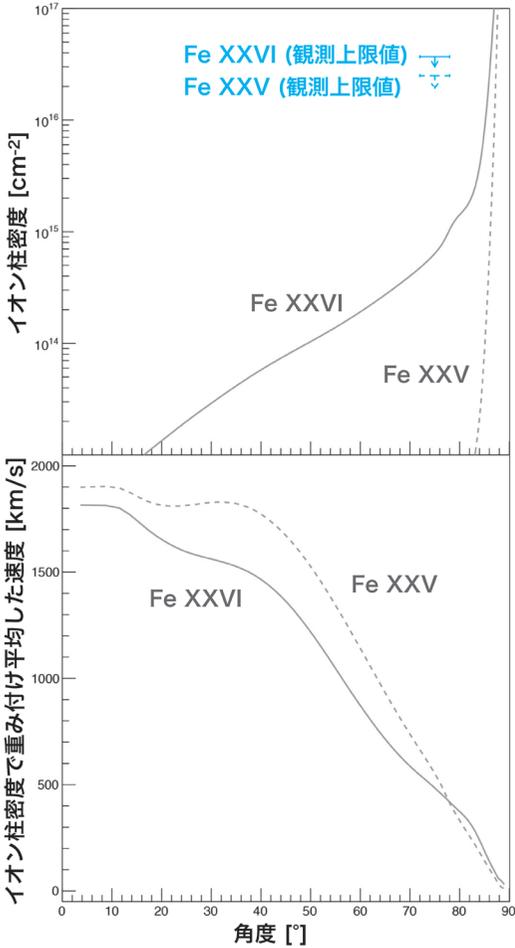


図7 ハード状態における視線方向に積分したイオン柱密度(上)とイオン柱密度で重み付け平均した速度(下)。

いる。したがって、熱駆動型円盤風はハード状態で吸収線が見えないという観測事実を自然に説明できるということが明らかになった。

視線方向の速度成分を調べるために、イオン柱密度で重み付けの平均した速度が図7(下)である。視線方向への速度がソフト状態のものに比べ大きくなるのがわかる。これもハード状態では硬X線の影響により、ガスが効率的に電離したことが原因である。この電離によりハード状態では、ソフト状態に存在していた中間電離状態にはならず、温度がコンプトン温度まで急激に加熱さ

れる。それにともないガス圧勾配力が強くなることで、速度が大きくなったことを示している。

6. 明るい中性子星 LMXB GX 13+1 への適用

次のターゲットとして選んだ天体は中性子星 LMXB GX 13+1である。この天体は定常的に光度が大きく ($L=0.5 L_{\text{Edd}}$), 青方偏移した吸収線は常に見られている。また、大きな公転周期 ($P_{\text{orb}}=24.5$ 日) すなわち、大きな円盤をもつ天体である。この円盤サイズは、銀河系内で、コンパクト天体の重力半径 $R_g=GM/c^2$ に対して最大のサイズである ($5 \times 10^6 R_g$)。熱駆動型円盤風の予測では、円盤風の質量損失率は、光度に比例し、円盤のサイズに対し対数的に増加する [9, 25]。したがって、この天体では強い熱駆動型円盤風が噴出していることが期待される。このような、大きな質量損失をもつ天体において、同様の方法で、観測データを再現できるのかを検証した。

この天体は2010年に2週間の間に5回の観測データが存在する。これらのデータを用いて、Chandra/HETGSの中でもエネルギー分解能力が一番高くなる3次の回折光を使用した。3次の回折光は、エネルギー分解能力は高いが、光子の数が減少し、統計エラーが大きくなる。そこで5つのうち4つのデータを重ね合わせ(1つを除いたのは観測モードの違いによる)、光子統計数を上げた。この観測スペクトルと計算した輝線吸収線構造を比較したものが、図8である。得られたスペクトルは、H1743-322のスペクトル(図5)では観測できなかった Fe XXVI Ly $\alpha_{1,2}$ を分解することに成功している。さらに計算したスペクトルは観測のそれをよく再現している。

この比較によって示されたことは、構築したモデルは連続X線スペクトル、光度、そして円盤のサイズといった観測量から、円盤風の吸収線が説明可能であるということである。また、このモデルは放射流体シミュレーションにより円盤風のダ

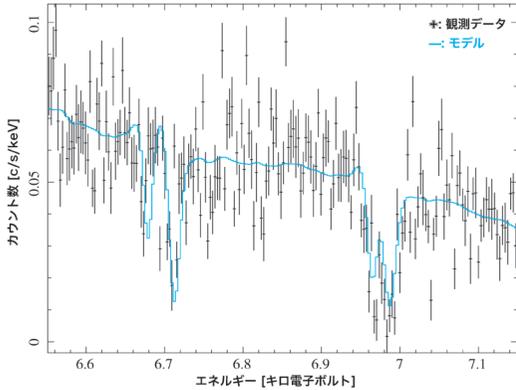


図8 Chandra/HETGSの3次の回折光によるGX 13+1のスペクトルとモンテカルロ放射輸送計算によって得られたスペクトルとの比較。

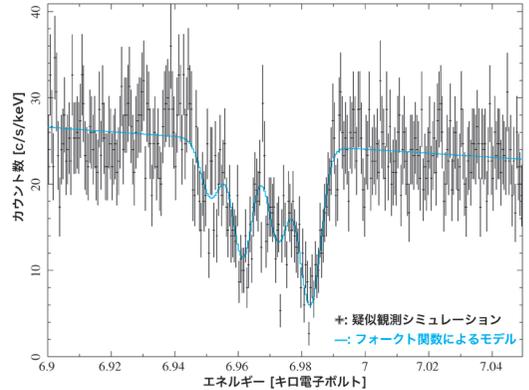


図9 XRISM衛星により観測が期待される吸収線構造。異なる速度成分が検出されることが期待される。

イナミクスを計算しているので、それらの観測量から、円盤風による質量損失や、エネルギー輸送量というものについても予言が可能である。したがって、今後は吸収線が見えていない天体においても、この熱-放射駆動型円盤風の影響を議論することが可能になるはずである。

7. 他の天体での考察と今後の期待

ここまでは、2つの天体を用いて、構築した計算手法を検証し、熱-放射駆動型円盤風の妥当性を評価した。しかし、ここで他の天体での駆動機構はどうかという疑問が生まれる。他の天体を考えるうえで重要な観測事実が、大きな公転周期をもつ、すなわち大きな円盤をもつ天体では、有意に青方偏移した吸収線が見つかったが、公転周期が小さい天体では、吸収線が青方偏移していないということである [4]。例えば、GX 13+1 ($P_{orb}=24.5$ 日) や、GRO J1655-40 ($P_{orb}=2.62$ 日 [26]) といった、数日の公転周期をもつ天体では吸収線が有意に青方偏移している。一方、XB1916-053 ($P_{orb}=0.83$ 時間 [27]) や EXO0748-676 ($P_{orb}=3.8$ 時間 [28]) といった数時間の公転周期をもつ天体では、吸収線は見つかっていないものの、有意な青方偏移はしていない。この観測事実は、大きな半径から円盤風が噴出するという熱

駆動型円盤風の特徴と一致している。また、H1743-322で計算した輝線吸収線構造 (図4: 右) は、内側に存在する静的な円盤大気からの吸収線と、円盤風からの青方偏移した吸収線を示しており、この観測事実と無矛盾である。したがって、他の天体においても、観測されている吸収線は熱駆動型円盤風である可能性が大きい。

2023年には5-7 eVという高いエネルギー分解能力をもつマイクロカロリメーターを載せた、X-Ray Imaging and Spectroscopy Mission (XRISM) が打ち上げ予定である。我々はXRISMが速度差による吸収線構造が分解可能なかどうかを調べるため、疑似観測シミュレーションを行った。その結果が、図9である。ここでは、速度差の分解可能性を調べるため、Fe XXVI Ly $\alpha_{1,2}$ を考慮した2つのフォークト関数による吸収線モデルを構築し、それを2つ入れフィッティングを行っている (図9: 実線)。この結果は、マイクロカロリメーターによる観測が吸収線に存在している速度差を分解することができることを示している。したがって、将来的にはこのような特徴的な吸収線構造をXRISMが検出することで、円盤風駆動機構に決定的な制限をつけてくれると期待している。

謝 辞

本稿の科学的な内容は投稿論文[29–31]に基づいているので詳しくは、そちらを御覧いただきたい。これらの論文を基にした博士論文の指導教員である高橋忠幸氏、共同研究者である、Chris Done氏、小高裕和氏、大須賀健氏、野村真理子氏、本稿執筆の機会を与えてくださった天文月報編集委員の皆様には深く感謝いたします。

参考文献

- [1] Mirabel, I. F., & Rodríguez, L. F., 1999, ARA&A, 37, 409
- [2] Remillard, R. A., & McClintock, J. E., 2006, ARA&A, 44, 49
- [3] Tombesi, F., et al., 2010, A&A, 521, A57
- [4] Díaz Trigo, M., & Boirin, L., 2016, Astronomische Nachrichten, 337, 368
- [5] Done, C., et al., 2007, A&AR, 15, 1
- [6] Ueda, Y., et al., 2004, ApJ, 609, 325
- [7] Neilsen, J., & Lee, J. C., 2009, Nature, 458, 481
- [8] Begelman, M. C., et al., 1983, ApJ, 271, 70
- [9] Woods, D. T., et al., 1996, ApJ, 461, 767
- [10] Ohsuga, K., et al., 2005, ApJ, 628, 368
- [11] Proga, D., et al., 2000, ApJ, 543, 686
- [12] Blandford, R. D., & Payne, D. G., 1982, MNRAS, 199, 883
- [13] Fukumura, K., et al., 2010, ApJ, 715, 636
- [14] Stevens, I. R., & Kallman, T. R., 1990, ApJ, 365, 321
- [15] Proga, D., & Kallman, T. R., 2002, ApJ, 20, 455
- [16] Fukumura, K., et al., 2017, Nat. Astron., 1, 0062
- [17] Chakravorty, S., et al., 2016, A&A, 589, A119
- [18] Luketic, S., et al., 2010, ApJ, 719, 515
- [19] Ferland, G. J., 2003, ARA&A, 41, 517
- [20] Odaka, H., et al., 2011, ApJ, 740, 103
- [21] Miller, J. M., et al., 2006, ApJ, 646, 394
- [22] Shidatsu, M., & Done, C., 2019, ApJ, 885, 112
- [23] Ponti, G., et al., 2012, MNRAS, 422, L11
- [24] Steiner, J. F., et al., 2012, ApJ, 745, L7
- [25] Done, C., et al., 2018, MNRAS, 473, 838
- [26] Miller, J. M., et al., 2008, ApJ, 680, 1359
- [27] Boirin, L., et al., 2004, A&A, 418, 1061
- [28] Ponti, G., et al., 2014, MNRAS, 444, 1829
- [29] Tomaru, R., et al., 2019, MNRAS, 490, 3098
- [30] Tomaru, R., et al., 2020a, MNRAS, 494, 3413
- [31] Tomaru, R., et al., 2020b, MNRAS, 497, 4970

Driving Mechanism of the Accretion Disk Wind and Its X-ray in Low-mass X-ray Binaries

Ryota TOMARU

Centre for Extragalactic astronomy, Department of Physics, Durham University, South Road, Durham, DH 3LE, UK

Abstract: The outflow from the accretion disk around a compact object (accretion disk wind) in a low-mass X-ray binary is an important phenomenon for understanding accretion physics. However, its launch mechanism and the relation between the wind and the accretion flow are still unclear. We build spectral models to compare with observed spectra, assuming that winds are launched at outer radii by intense X-ray heating. These models are calculated by Monte-Carlo radiation transfer through the winds, whose structure is given by radiation-hydrodynamic simulations. Our models show good agreement with the observed line profiles, strongly suggesting that the accretion disk winds in low-mass X-ray binaries are driven by the combination of gas pressure and X-ray radiation forces.