

中性子星への超臨界降着流

井 上 壮 大

〈東京大学総合文化研究科 〒153-8902 東京都目黒区駒場 3-8-1〉

e-mail: inoue-a@g.ecc.u-tokyo.ac.jp



超臨界降着とはエディントン限界を超えてガスが降着する現象であり、超大質量ブラックホール形成をはじめとするさまざまな天体現象において発生すると考えられている。2014年にエディントン光度を超えるX線パルスが検出されたことから、中性子星への超臨界降着流に対する関心が高まっている。大量のガス降着は中性子星進化にどのような影響を与えるのか？また、大量のガス降着はどのような観測特性を示すのか？本研究では、中性子星への超臨界降着流の理論モデルと観測結果を比較することでこれらの問いにアプローチする。また、大規模数値計算による次世代の中性子星降着流の数値シミュレーションと、2023年に打ち上げられたX線分光撮像衛星XRISMとの融合による将来展望についても簡単に紹介する。

1. はじめに

エディントン限界とは、球対称な系において天体の重力と光の輻射力が釣り合い、物質がそれ以上降着できなくなる限界のことを指す。このときの光度と降着率はそれぞれエディントン光度 L_{Edd} 、エディントン降着率 $\dot{M}_{\text{Edd}} = L_{\text{Edd}}/c^2$ と呼ばれ（ c は光速）、ブラックホールなどの降着天体における質量成長の指標として用いられる。

超臨界降着とはエディントン限界を超える降着現象を指す。エディントン限界は理想化された球対称降着を仮定して導かれるため、降着円盤系には必ずしも適用されない。降着円盤では、光がガス密度の低い円盤上空方向へ優先的に放射されるため、輻射力がガス降着を強く阻害せず、結果として超臨界降着が可能となる [1]。

このようにエディントン限界を超える降着率を持つ降着円盤は、超臨界降着円盤と呼ばれる。超臨界降着円盤では、降着率が非常に大きくガス密度も高いため、放射冷却が非効率となる。その結

果、円盤は幾何学的にも光学的にも厚い構造を持つようになる [2]。一方、降着率が低下するとガス密度が低くなり、放射冷却が効率的に働くため、幾何学的に薄く光学的に厚い、いわゆる標準円盤が形成される [3]。

超臨界降着現象は宇宙の様々な現象で発生する。例えば、初期宇宙における種ブラックホールの急速成長が代表例である。近年のジェームスウェッブ宇宙望遠鏡の観測によると、赤方偏移7を超える遠方宇宙において太陽質量の約1億倍の質量を持つブラックホールが検出されている [4]。議論が多いものの、宇宙初期に超臨界降着が発生していればこの質量を説明できる。このように超臨界降着は、質量成長をはじめとする中心天体の進化に大きな影響を与える重要な過程である。

超臨界降着現象の代表的な検証対象として、超高光度X線源（Ultra Luminous X-ray source; ULX）が挙げられる。ULXはX線連星の一種であり、恒星質量ブラックホールのエディントン光度を超

えるX線光度を有する．これまでに約2000天体が検出されており [5]，長期にわたる観測によって豊富なデータが蓄積されていることから，超臨界降着現象を検証するための重要な研究対象として広く調査されてきた．ULXの起源として，中間質量ブラックホールへの亜臨界降着による解釈 [6, 7] と，恒星質量ブラックホールへの超臨界降着による解釈 [8, 9] が，主要な候補として長年議論されてきた．

しかし，この二項対立的な議論は2014年に大きな転機を迎えた．というのも，ULXの中から周期的なX線パルスを示す天体が検出されたのである [10]．このような天体はULXパルサーと呼ばれ，これまでに約10天体が確認されている．X線パルスの検出は，中心天体が強い磁場を有する中性子星であることを示唆する．また，中性子星の質量が太陽質量程度であることから，少なくともこれらの天体は超臨界降着流によって駆動されていると考えられている．

本稿では中性子星への超臨界降着流に焦点を置き，その特徴と筆者の研究で明らかになった中性子星降着流の全体像について紹介する．

2. 中性子星への超臨界降着流

中性子星の強力な磁場は降着流のダイナミクスに影響を及ぼす．以下，中性子星超臨界降着流の定性的な構造を図1を基に説明する．

降着円盤 (図1中の①)：伴星から供給されたガスは中性子星に対して角運動量を持つため，降着円盤を形成する．中性子星磁場の磁気圧が降着円盤の圧力よりも強力な時，降着円盤は途切れ，ガスは磁力線に沿って中性子星の磁極付近に降着する．磁極付近では大量のX線光子が降着流と散乱を繰り返し，放射性衝撃波を形成する．このような構造を降着柱と呼ぶ [11, 12]．

降着柱 (図1中の②)：図1右のパネルは降着柱の模式図を表す．重力によって加速されたガスは衝撃波によって減速しながら熱化し，大量の放射エネルギーを生成する．生成された光子は降着ガスによって何度も散乱され，最終的に飛程距離の短い側面から抜け出す．これにより降着柱内部の放射圧が減少し，超臨界降着が可能になる．この超臨界降着の描像は，幾何学的な形状は違うものの，ブラックホール降着円盤で超臨界降着が可能になる理屈と同じである．降着柱側面の放射光度はエディントン光度を超える [13, 14]．中性子星の自転軸と磁軸が一致していない場合，中性子星の自転に伴って観測されるX線光度は周期的に変化し，エディントン光度を超えるX線パルスとして検出される [15]．観測されているパルス周期Pはおよそ1-10秒で，ここから中性子星の自転周期が1-10秒程度であると考えられる．

噴出流 (図1中の③)：降着円盤からは，強力な放射場によって駆動される噴出流が発生する．

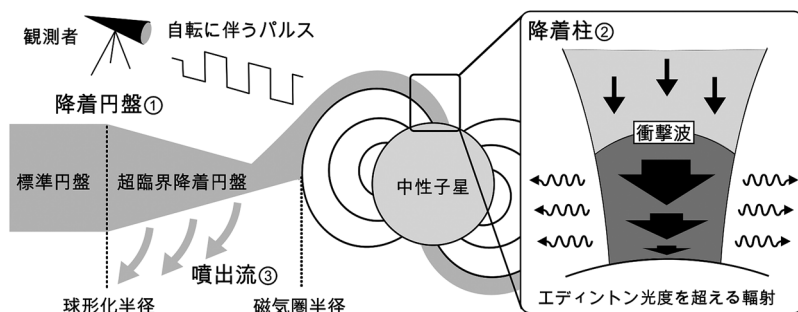


図1 中性子星への超臨界降着流の模式図．降着柱側面からエディントン光度を超える放射が発生し，内部の放射圧が減少することで超臨界降着が可能になる．詳細は本文を参照．

ULXパルサーを含むいくつかのULXで噴出流由来の吸収線が検出されており [16, 17], その青方偏移から光速の10-20%程度の速度を持つ噴出流が形成されると考えられている. また, そのような噴出流は光学的に厚く, X線スペクトル中にしばしば観測される約 10^7 Kの黒体放射の起源であると考えられている [18]. 噴出流は球形化半径と呼ばれる半径よりも内側で発生する. この球形化半径は鉛直方向の輻射力と重力の釣り合いから導出できる. 降着率 $\dot{M}_{\text{in}}$ とシュバルツシルト半径 r_s を用いて, 球形化半径は $r_{\text{sph}} = (3/4) (\dot{M}_{\text{in}}/\dot{M}_{\text{Edd}}) r_s$ と書ける [3, 19]. 超臨界降着円盤はこの球形化半径より内側に形成され, 外側には標準円盤が形成される (図1中の①).

中性子星スピナップ: 中性子星は降着ガスの角運動量を獲得するため, その回転速度が徐々に増加する. この現象をスピナップと呼ぶ. 回転速度の増加はパルス周期の減少として観測される. 自転周期の時間変化率をスピナップ率と呼び, これまで $\dot{P} \sim (10^{-10} - 10^{-7}) \text{ s s}^{-1}$ と幅広い値が観測されている. この $\dot{P}$ の多様性は中性子星磁場や降着率に由来すると考えられている. つまり, スピナップ率を適切にモデル化することで, $\dot{P}$ の観測値から中性子星磁場や降着率に対して間接的に制約を与えることが可能となる.

ここで示した描像に基づく簡易的な解析モデルは中性子星超臨界降着流の理解に一定の進展をもたらしたが, 以下の課題が残されている.

- ・ガス降着によって中性子星はどの程度の質量と角運動量を獲得するのか?
- ・どのような降着率や中性子星磁場構造であれば, 観測されている輻射スペクトルやスピナップ率を説明できるのか?

これらの問題を矛盾なく調査し, ULXパルサーにおける物理現象を根底から解き明かすためには, 詳細な観測結果と第一原理的に構築した理論モデルの直接比較が必要となる.

そこで筆者らは一般相対論的輻射磁気流体力学

シミュレーションを実施した [20, 21]. このシミュレーションでは, 一般相対論的重力場のもとで, 流体場・磁場・輻射場の時間発展を自己無撞着に解く. シミュレーションコードには駒澤大学の高橋博之氏らによって開発された「UWABAMI + INAZUMA」を用いた [22]. 本研究では簡単のため, 中性子星の磁軸と降着円盤の回転軸が一致する軸対称構造を仮定し, 2次元シミュレーションを行った. 以下, シミュレーションのセットアップを説明した後, 得られた結果を紹介する. 最新の3次元シミュレーションの結果やXRISM衛星との融合による将来展望については5章で言及する.

3. 一般相対論的輻射磁気流体力学シミュレーション

図2に, 本シミュレーションで採用した初期条件を示す. カラーマップはガス密度分布を, 実線は磁力線を表す. 中性子星は, 中心を原点とする半径10 kmの円で示されている. 筆者らは磁場を有する非回転中性子星を考えた. 中性子星の初期磁場形状として, 双極子型 (左パネル), 四重極子型 (右パネル), およびそれらの中間的な形状

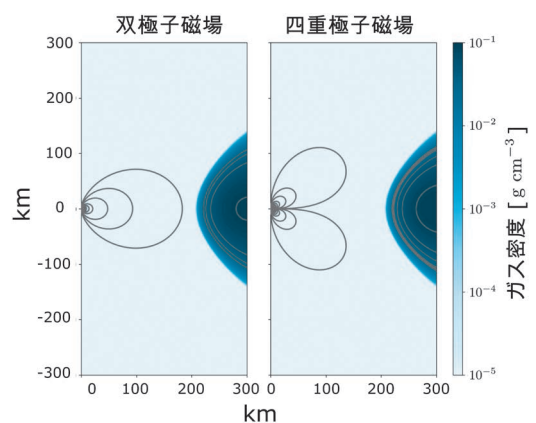


図2 筆者らが実行した数値シミュレーションの初期条件. 中性子星の初期磁場形状として双極子磁場 (左パネル) と四重極子磁場 (右パネル) の2パターンと, それらの中間状態を考えた.

を考えた。我々は中性子星表面における磁場強度として 3×10^9 G から 4×10^{10} G の範囲を調査した。以降、中性子星表面での双極子・四重極子磁場強度を、それぞれ B_{dip} , B_{qua} と表す。

本シミュレーションでは中性子星表面を内側境界とした。中性子星の硬い表面を再現するため、以下の内側境界条件を採用した。

- ・ガスの運動エネルギー・熱エネルギーは即座に輻射エネルギーに変換される
 - ・この冷却によってガスは即座に冷え、中性子星表面の一部となり、計算領域から消える
- つまり、エネルギーは吸い込まないが、ガスは吸い込まれる内側境界条件を採用している。中性子星表面における輻射冷却のタイムスケールが無限に短い極限に対応しており、降着による最大の輻射光度を求める境界条件と言える。

初期に力学的・熱的に平衡な回転トーラスをおいた。図2の高密度領域がそのトーラスに対応する。本来、伴星からガスが供給され降着円盤が形成される過程を追うのが理想である。しかし、数値計算コスト削減のため、本シミュレーションではこのトーラスを降着ガスの供給源とした。軸対称構造を仮定しているため、中性子星の磁軸とトーラスの回転軸は一致している。トーラス内にはループ型磁場を置いた。ループ磁場の方向は、トーラス内縁で双極子磁場と反平行となるよう課した。このループ磁場は差動回転によって磁気回転不安定性を引き起こす。これにより角運動量は外向きに輸送され、ガスは降着し始める。

以下、まずは双極子磁場が卓越する場合について説明し、その後四重極子磁場が卓越する場合について述べる。

3.1 双極子磁場が卓越する場合

図3はシミュレーションから得られたガス密度分布を表す。ここで、中性子星表面における双極子磁場強度は $B_{\text{dip}} = 4 \times 10^{10}$ G とした。実線は磁力線で、中心が原点の半径 10 km の灰色の円が中性子星である。 $R \gtrsim 20$ km および $z \sim 0$ 付近に形成さ

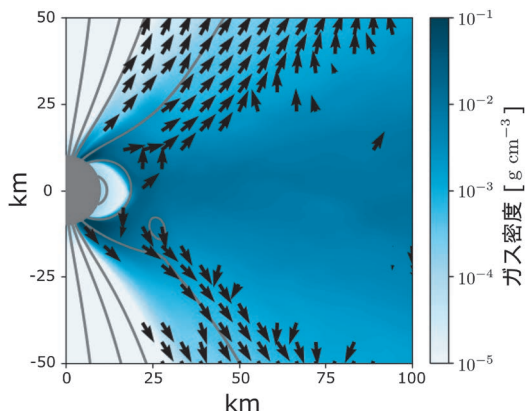


図3 双極子磁場が卓越する場合のシミュレーション結果。中性子星周囲に降着円盤と降着柱が形成される。降着円盤からは噴出流も形成される。

れる高密度領域が降着円盤である。降着円盤は $R \approx 20$ km で途切れ、その半径よりも内側には中性子星の双極子磁場に沿った降着流が現れる。 $(R, z) \approx (5 \text{ km}, \pm 8 \text{ km})$ に現れる高密度領域が降着柱である。その降着率は $\dot{M}_{\text{in}} \approx 500 \dot{M}_{\text{Edd}}$ に達し、その側面から強力な輻射フラックスが発生する。この降着柱が主たる光源である。

降着円盤が途切れる半径は磁気圏半径と一致する。磁気圏半径は、降着円盤の輻射圧と中性子星双極子磁場による磁気圧 ($p_{\text{dip}} \propto B_{\text{dip}}^2/r^6$) が釣り合う半径として定義される。超臨界降着円盤の自己相似解 [23] を用いると、この磁気圏半径は

$$r_{\text{M}} \approx 45 \text{ [km]} \left(\frac{\dot{M}_{\text{in}}}{500 \dot{M}_{\text{Edd}}} \right)^{-2/7} \left(\frac{B_{\text{dip}}}{4 \times 10^{10} \text{ G}} \right)^{4/7} \quad (1)$$

とかける [24]。この値は、シミュレーションから得た円盤が途切れる半径と大きく矛盾しない。

図3のベクトルは正規化されたガス速度ベクトルを表す。単位立体角あたりの質量噴出率が $10 \dot{M}_{\text{Edd}}$ を超える領域でのみ、これらのベクトルは描画されている。このように、降着円盤表面から強力な噴出流が発生する。この噴出流は主に超

臨界降着に伴う輻射力によって駆動される。

噴出流は光学的に厚く、光球面を作り出す。光球面における温度は約 10^7 K であり、これは ULX パルサーを含む ULX で観測されている黒体放射温度と矛盾しない。計算外部境界での放射光度と光球面における温度から黒体放射半径 R_{bb} を見積もると、中性子星表面における降着率との間に

$$R_{bb} = 84 \text{ [km]} \left(\frac{\dot{M}_{in}}{100 \dot{M}_{Edd}} \right)^{0.71} \quad (2)$$

の関係があることがわかった。つまり、黒体放射半径の観測値から降着率を推定できる。

図4は正味の角運動量フラックス $\dot{j}$ を半径の関数として表したものである。内向き ($\dot{j} < 0$) の場合と外向き ($\dot{j} > 0$) の場合をそれぞれ実線と破線で表す。黒線が物質の移流によって運ばれる角運動量フラックス $\dot{j}_{adv}$ で、青線が電磁場によって運ばれる角運動量フラックス $\dot{j}_{EM}$ (つまりマクスウェルストレス) を表す。円盤領域 ($r > 20$ km) では内向きに降着するガスが運ぶ角運動量フラックスが支配的になる。単位質量あたりのケプラー回転角運動量を l_{Kep} 、正味の降着率を

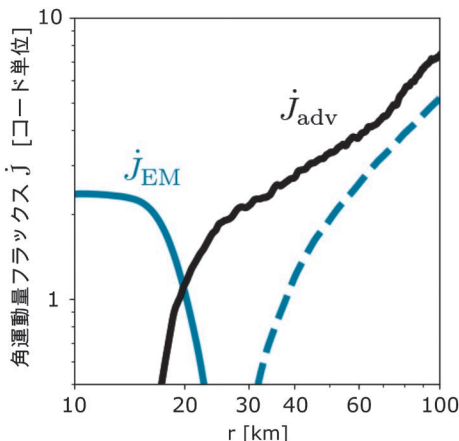


図4 正味の角運動量フラックスの動径方向分布。実線は内向き ($\dot{j} < 0$)、破線は外向き ($\dot{j} > 0$) の量を表す。黒線は物質の移流によって運ばれる角運動量フラックスを表し、青線は電磁場によって運ばれる角運動量フラックスを表す。

$\dot{M}_{net}$ で表すと、 $\dot{j}_{adv} \sim \dot{M}_{net} l_{Kep}$ となる。

中性子星は双極子磁場を介してガスの角運動量を獲得する。降着円盤内縁より内側 ($r < 20$ km) において、 $|\dot{j}_{adv}|$ は半径とともに減少する。一方、 $|\dot{j}_{EM}|$ は半径の減少とともに増加する。これは、磁気圏半径付近において、中性子星双極子磁場を介して移流成分が電磁場成分に変換されることを表す。つまり、中性子星は磁気圏半径に持ち込まれた角運動量を獲得し、スピナップする。

筆者らは以下の手順で中性子星スピナップ率を見積もった。中性子星の自転周期 P (およそ 1-10 秒) は、磁気圏半径におけるケプラー回転の周期よりもずっと長い。この場合、星の回転による影響を無視できるため、中性子星のスピナップ率は以下のように表される：

$$\dot{P} = \frac{\dot{j}_{EM}|_{r=r_{NS}}}{I} P. \quad (3)$$

ここで I は中性子星の慣性モーメントであり $I = 10^{45} \text{ g cm}^2$ を採用した。

図5はシミュレーションから得られたスピナップ率を降着率の関数として示したものである。ここで、 $P = 10 \text{ s}$ と仮定した。色の違いは双極子磁場強度の違いを表す。降着率および中性子

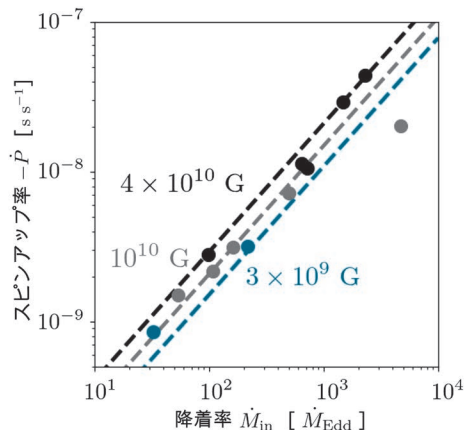


図5 筆者らのシミュレーションから得られた中性子星スピナップ率。破線は解析解を表す。

星双極子磁場強度が大きくなるにつれてスピニアップ率は増加する。

破線は超臨界降着円盤の自己相似解に基づく中性子星スピニアップ率の解析解を表す [24]。この解析解は以下の式で得られる。

$$\begin{aligned}\dot{P} &= \frac{\dot{J}_{\text{adv}}|_{r=r_M} P}{I} \\ &\approx -3.2 \times 10^{-9} [\text{s s}^{-1}] \\ &\times \left(\frac{\dot{M}_{\text{in}}}{500 \dot{M}_{\text{Edd}}} \right)^{6/7} \left(\frac{B_{\text{dip}}}{4 \times 10^{10} \text{ G}} \right)^{2/7} \left(\frac{P}{10 \text{ s}} \right)^2.\end{aligned}\quad (4)$$

$\dot{J}_{\text{adv}} = \dot{M}_{\text{net}} l_{\text{Kep}}$ なので、 l_{Kep} を介して $\dot{P}$ は磁場強度の依存性を持つ。この解析解はシミュレーション結果と大きく矛盾しない。つまり、スピニアップ率と自転周期の観測値をこの解析解に適用することで、降着率と双極子磁場強度に制限を与えることができる。

3.2 四重極子磁場が卓越する場合

図6は四重極子磁場が卓越する場合のガス密度分布を表す。中性子星表面における四重極子磁場強度は $B_{\text{qua}} = 4 \times 10^{10} \text{ G}$ としている。降着円盤と降着柱に加え、中性子星の赤道面付近に帯状の降着流が形成される。この構造は降着帯と呼ばれ、

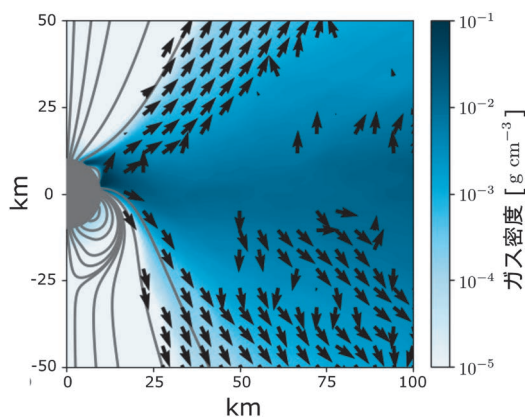


図6 四重極子磁場が卓越する場合のシミュレーション結果。降着円盤と降着柱に加え、中性子星の赤道面付近に帯状の降着流が形成される。

その降着率は降着柱の降着率よりも大きくなる。すなわち、四重極子磁場が卓越する場合は降着帯が主たる光源になる。双極子磁場が卓越する場合と同様、降着円盤表面から光学的に厚い噴出流が発生する。この光球面から見積もった黒体放射半径は式 (2) と矛盾しない。

双極子磁場と四重極子磁場のどちらに沿った降着流が形成されるかは、磁気圏半径においてどちらの磁場成分が卓越するかによって決まる。例えば、中性子星表面における双極子磁場強度が $1.3 \times 10^{10} \text{ G}$ 、四重極子磁場強度が $2.7 \times 10^{10} \text{ G}$ 、降着率が $500 \dot{M}_{\text{Edd}}$ の場合、磁気圏半径では四重極子磁場が卓越するため降着帯が形成される。なお、磁気圏半径は四重極子磁場による磁気圧 ($p_{\text{qua}} \propto B_{\text{qua}}^2/r^8$) と降着円盤の圧力の釣り合いによって決定される：

$$r_M \approx 26 [\text{km}] \left(\frac{\dot{M}_{\text{in}}}{500 \dot{M}_{\text{Edd}}} \right)^{-2/11} \left(\frac{B_{\text{qua}}}{4 \times 10^{10} \text{ G}} \right)^{4/11} \quad (5)$$

四重極子磁場が卓越する場合、降着ガスは四重極子磁場を介して角運動量を中性子星へ受け渡す。この場合、スピニアップ率の降着率および磁場強度依存性は式 (4) と少々異なる：

$$\begin{aligned}\dot{P} &\approx -2.4 \times 10^{-9} [\text{s s}^{-1}] \\ &\times \left(\frac{\dot{M}_{\text{in}}}{500 \dot{M}_{\text{Edd}}} \right)^{10/11} \left(\frac{B_{\text{qua}}}{4 \times 10^{10} \text{ G}} \right)^{2/11} \left(\frac{P}{10 \text{ s}} \right)^2.\end{aligned}\quad (6)$$

4. 議論：理論モデルと観測結果の比較

4.1 中性子星スピニアップと黒体放射成分

ここでは3章で紹介した数値シミュレーション結果を観測結果に適用する。比較には系内 ULX パルサー Swift J0243.6+6124 (以降 Swift J) を採用する。この天体では、X線スペクトル中に噴出流由来と考えられる約 10^7 K の黒体放射成分が検

出されている [18]. まずはこの天体に限らず、一般に ULX パルサーが満たすべき条件を説明する. その後, この黒体放射成分が形成されるための条件について議論する.

図7は本節の議論で用いる条件を $B_{\text{dip}}-\dot{P}$ 平面にまとめたものである. 中性子星磁場の形状として双極子磁場を採用し, 中性子星の自転周期には Swift J で観測されているパルス周期 (10 秒) を用いた. 点はシミュレーション結果を表す. 図中の r_{NS} は中性子星半径, r_{co} は共回転半径を表す. ここで共回転半径とは, 中性子星の自转角速度と同じ角速度でガスがケプラー回転する半径のことである. 図中の「パルスなし領域 $r_{\text{M}} < r_{\text{NS}}$ 」と「プロペラ領域 $r_{\text{M}} > r_{\text{co}}$ 」に ULX パルサーは存在できない. まずはその理由を説明する.

まず, 「パルスなし領域 $r_{\text{M}} < r_{\text{NS}}$ 」ではパルス発光が生じない. パルス発光には降着柱の形成が必要であり, そのためには磁気圏が存在しなければならない. しかし, $r_{\text{M}} < r_{\text{NS}}$ では降着円盤が中性子星表面に達し磁気圏が形成されず, 降着柱も形成されない. したがって, ULX パルサーとして

観測されるには $r_{\text{M}} > r_{\text{NS}}$ を満たす必要がある.

また, 「プロペラ領域 $r_{\text{M}} > r_{\text{co}}$ 」では ULX パルサーの大光度を説明できない. 磁気圏半径が共回転半径よりも大きい場合, 中性子星の自転に伴う磁気圏の回転速度が磁気圏半径におけるガスのケプラー速度を上回る. その結果, ガスは遠心力によって外向きに加速される. この現象はプロペラ効果と呼ばれ [25], プロペラ効果が生じるとガスは中性子星に降着できなくなる. したがって, ULX パルサーの大光度を説明するには $r_{\text{M}} < r_{\text{co}}$ を満たす必要がある.

これら2つの条件から, 全ての ULX パルサーでは $r_{\text{NS}} < r_{\text{M}} < r_{\text{co}}$ を満たす必要がある. この条件式は, 降着率, 中性子星磁場強度, そして中性子星の自転周期を変数にもつ. したがって, 式 (1) と (4) を使用すれば, 条件式中の降着率を消去することで磁場強度, 自転周期, そしてスピンアップ率を変数にもつ不等式へ書き換えることができる. これを示したものが, 図7中の黒色の太実線で挟まれた領域である.

次に, 図7の「噴出流発生領域 ($r_{\text{NS}} < r_{\text{M}} < r_{\text{sph}}$)」と「噴出流非発生領域 ($r_{\text{sph}} < r_{\text{M}} < r_{\text{co}}$)」について説明する. 噴出流は超臨界降着円盤から発生するため (図1), 噴出流が発生するためには $r_{\text{sph}} < r_{\text{M}}$ を満たす必要がある. つまり, $r_{\text{M}} < r_{\text{sph}}$ と $r_{\text{NS}} < r_{\text{M}} < r_{\text{co}}$ を同時に満たしているものが噴出流を伴う ULX パルサーとして観測される (灰色領域). 一方, $r_{\text{M}} > r_{\text{sph}}$ の場合, 超臨界降着円盤は現れないので噴出流は現れない. つまり, $r_{\text{M}} > r_{\text{sph}}$ と $r_{\text{NS}} < r_{\text{M}} < r_{\text{co}}$ を同時に満たすものが噴出流を伴わない ULX パルサーとして観測される (白色の領域).

図7の青斜線領域は, 超臨界降着円盤からの噴出流が Swift J で観測されている黒体放射成分を説明できる領域を表す. Swift J で観測されている黒体放射成分の半径は 100–500 km と見積もられている. したがって式 (2) より, 降着率を $130 \dot{M}_{\text{Edd}} < \dot{M}_{\text{in}} < 1200 \dot{M}_{\text{Edd}}$ と制限できる. なお,

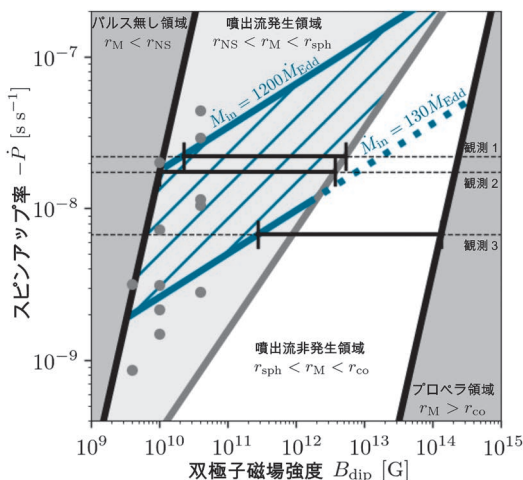


図7 ULX パルサーにおける3つの条件と, Swift J の黒体放射成分を説明可能な降着率の範囲をまとめた図. 中性子星の磁場形状として双極子磁場形状, 中性子星の自転周期として10秒を仮定した. 点はシミュレーション結果を表す.

この降着率の範囲であっても噴出流非発生領域だと噴出流が発生しないため、黒体放射成分を説明できないことに注意してほしい。

図7に基づき、Swift Jにおける中性子星磁場を推定する。水平破線はSwift Jの3つの代表的な観測から採用したスピニアップ率を示す。観測1と2では黒体放射成分が検出されている。つまり、水平実線で示された範囲が各観測ごとに許容される磁場強度の範囲になる： $2 \times 10^{10} \text{ G} < B_{\text{dip}} < 5 \times 10^{12} \text{ G}$ (観測1), $10^{10} \text{ G} < B_{\text{dip}} < 4 \times 10^{12} \text{ G}$ (観測2)。一方、観測3では黒体放射成分が検出されていないため、 $r_{\text{NS}} < r_{\text{M}} < r_{\text{co}}$ と $\dot{M}_{\text{in}} < 130 \dot{M}_{\text{Edd}}$ が満たされているはずである。ここから、一番下の水平実線で示された範囲が許容される磁場強度の範囲となる： $3 \times 10^{11} \text{ G} < B_{\text{dip}} < 10^{14} \text{ G}$ 。これら3つの観測は数ヶ月の間に実施されており、その期間中に中性子星磁場が大きく変化したとは考えにくい。したがって、これらの制約の共通範囲である $10^{11} \text{ G} < B_{\text{dip}} < 4 \times 10^{12} \text{ G}$ に真の中性子星双極子磁場強度が存在すると考えられる。

4.2 サイクロトロン共鳴散乱構造

上記で見積もった双極子磁場強度は、観測されているスピニアップ率とX線スペクトル中の黒体放射成分を矛盾なく説明できる。しかし、筆者らが上記の結果を執筆中に新たな観測事実が報告された。Insight HXMTの高エネルギー分解能X線観測により、X線スペクトル中にサイクロトロン共鳴散乱構造 (Cyclotron Resonance Scattering Feature; CRSF) が検出されたのである [26]。吸収線の中心エネルギーは約130 keVで、CRSFが電子サイクロトロン共鳴散乱に由来すると仮定すると、これは $2 \times 10^{13} \text{ G}$ の磁場強度に対応する。CRSFは観測時期や連続成分のスペクトルフィッティングに依存して見え隠れするため、その堅牢性には不確実性が残る。しかし、この構造が実在すると仮定すると、Swift Jには本研究で推定した値より約5倍強い磁場を持つ中性子星が存在することになる。中性子星表面において双極子磁場より

強い四重極磁場が存在していれば (つまり $B_{\text{dip}} < B_{\text{qua}}$)、このCRSFの観測は他の観測と矛盾しない。以下、その理由を説明する。

まず最初に $B_{\text{dip}} > B_{\text{qua}}$ が棄却される理由を説明する。この場合、中性子星表面より外側では双極子磁場が卓越し、四重極子磁場は降着流のダイナミクスに影響を与えない。したがって、4.1節の議論がそのまま適用でき、双極子磁場強度の範囲は $10^{11} \text{ G} < B_{\text{dip}} < 4 \times 10^{12} \text{ G}$ となる。 $B_{\text{dip}} > B_{\text{qua}}$ なので、双極子磁場と四重極子磁場はどちらもCRSFを説明できない。

次に $B_{\text{dip}} < B_{\text{qua}}$ の場合について説明する。 $B_{\text{dip}} < B_{\text{qua}}$ なのでCRSFは四重極子磁場に由来する ($B_{\text{qua}} = 2 \times 10^{13} \text{ G}$)。この場合、図8に示されているように、双極子磁場強度の強さに依存して2パターンの降着流が形成される。どちらの降着流が形成されるかは、磁気圏半径においてどちらの磁場成分が卓越するかに依存する (3.2節参照)。したがって、 $p_{\text{dip}}(r_{\text{M}}) > p_{\text{qua}}(r_{\text{M}})$ であれば双極子磁場に沿った降着流が形成され、 $p_{\text{dip}}(r_{\text{M}}) < p_{\text{qua}}(r_{\text{M}})$ であ

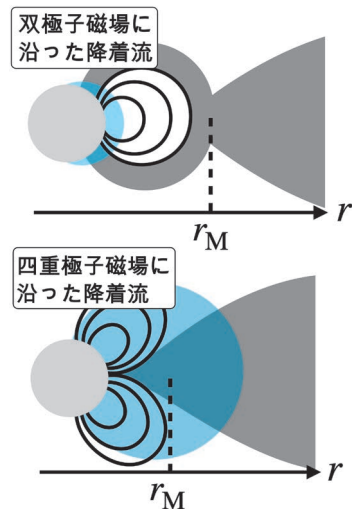


図8 中性子星表面において四重極子磁場が双極子磁場よりも卓越するときの降着構造。青色の領域は四重極子磁場が双極子磁場よりも卓越する領域を表す。降着流の形状は磁気圏半径でどちらの磁場成分が卓越するかに依存する。

れば四重極子磁場に沿った降着流が形成される．式 (1) と (4) を用いると， $p_{\text{dip}}(r_M) > p_{\text{qua}}(r_M)$ は，

$$B_{\text{dip}} > B_{\text{dip}}^{\text{trans}} = 8.6 \times 10^{11} \text{ [G]} \left(\frac{B_{\text{qua}}}{2 \times 10^{13} \text{ G}} \right)^{3/5} \times \left(\frac{P}{10 \text{ s}} \right)^{-2/5} \left(\frac{\dot{P}}{-10^{-8} \text{ s s}^{-1}} \right)^{1/5}, \quad (7)$$

と書き換えることができる．

式 (7) に 4.1 節で紹介した 3 つの観測データを適用すると，それぞれの観測で $B_{\text{dip}}^{\text{trans}}$ は以下のようになる： $B_{\text{dip}}^{\text{trans}} = 10^{12} \text{ G}$ (観測 1・2)， $B_{\text{dip}}^{\text{trans}} = 8 \times 10^{11} \text{ G}$ (観測 3)．表 1 に各観測ごとの B_{dip} の許容範囲をまとめた．それぞれの共通範囲から，双極子磁場強度は $B_{\text{dip}} < 4 \times 10^{12} \text{ G}$ を満たす必要がある．以上から，中性子星磁場構造が $B_{\text{dip}} < 4 \times 10^{12} \text{ G}$ および $B_{\text{qua}} = 2 \times 10^{13} \text{ G}$ であれば，中性子星スピナップ，X 線スペクトル中の黒体放射成分，そして CRSF を全て矛盾なく説明することができる．

5. 今後の展望

本研究で実施した一般相対論的輻射磁気流体力学シミュレーションによって，中性子星への超臨界降着流のダイナミクスがどのように降着率や中性子星磁場構造に依存するか明らかになった．今後，構築した理論モデルをその他の ULX に適用することが期待される．しかしながら，中性子星への超臨界降着流の理論モデルの構築には課題が残されている．ここでは特に重要な 2 つの課題について説明する．そして最後に XRISM 衛星との融合による将来展望について述べる．

1 つ目の課題が，より強い磁場をもつ中性子星への降着流のシミュレーションである．本研究では数値計算上の理由から，磁場強度が最大で $4 \times 10^{10} \text{ G}$ の中性子星を扱った．そして，シミュレーション結果と整合的なスピナップ率の解析解を用いて，より強い磁場の場合へと議論を外挿している．したがって，スピナップ率の理論モデルが強磁場の場合にも成り立つかどうかは，強磁場中性子星への超臨界降着流の数値シミュレーションによって直接検証する必要がある．

2 つ目の課題が，3 次元構造に起因する磁気流体力学不安定を考慮できていない点である．磁気圏半径では降着円盤の圧力と中性子星磁場に起因する磁気圧が釣り合う．この界面は磁気レイリー＝テイラー不安定 (交換不安定) に対して不安定であり [27]，この不安定は中性子星周囲に非軸対象な降着流を作り出す．現在，筆者らは 3 次元シミュレーションに取り組んでおり，この降着流の非軸対称性によって，3 次元シミュレーションでは 2 次元シミュレーションよりも中性子星のスピナップ率が大きくなることを明らかにした．この結果は，中性子星スピナップを 3 次元シミュレーションに基づいてモデル化することの重要性を示唆している．この成果はまた別の機会に紹介したい．

今後，XRISM によって ULX 研究は大きく進展すると期待される．XRISM の高分解能 X 線分光観測により，円盤から駆動される噴出流の速度構造や電離状態を高精度で測定できるようになる [28]．複数の ULX について噴出流の性質を系統的に比較することで，噴出流の特徴が中心天体の判別指標となり得るかを検証できる．このよう

表 1 各観測から推定される双極子磁場強度の範囲

	観測 1	観測 2	観測 3
双極子磁場降着	$10^{12} \text{ G} < B_{\text{dip}} < 5 \times 10^{12} \text{ G}$	$10^{12} \text{ G} < B_{\text{dip}} < 4 \times 10^{12} \text{ G}$	$8 \times 10^{11} \text{ G} < B_{\text{dip}} < 10^{14} \text{ G}$
四重極子磁場降着	$B_{\text{dip}} < 10^{12} \text{ G}$	$B_{\text{dip}} < 10^{12} \text{ G}$	$B_{\text{dip}} < 8 \times 10^{11} \text{ G}$
合わせた範囲	$B_{\text{dip}} < 5 \times 10^{12} \text{ G}$	$B_{\text{dip}} < 4 \times 10^{12} \text{ G}$	$B_{\text{dip}} < 10^{14} \text{ G}$

な手法が確立されれば、ULX母集団の統一的理解に大きく貢献すると期待される。その実現には、XRISMの観測データと直接比較可能な、より現実的な数値シミュレーションモデルの構築が不可欠である。特に、ブラックホール超臨界降着流と中性子星超臨界降着流の観測的性質を比較し、中心天体の違いが噴出流構造や放射特性に与える影響を定量的に検証する必要がある。観測と理論を結び付けるこうした研究の進展により、ULXの中心エンジンに対する理解はさらに深まり、XRISM時代のULX研究は新たな段階へ進むだろう。

謝 辞

本稿の内容は筆者の出版済みの論文 [20, 21] と博士論文に基づいています。これらの研究を遂行するにあたって、共同研究者である大須賀健氏（筑波大学）、高橋博之氏（駒澤大学）、朝比奈雄太氏（筑波大学）には大変お世話になりました。この場を借りて感謝いたします。高橋氏には本研究で使用した数値シミュレーションコード「UWABAMI+INAZUMA」を提供していただきました。重ねて感謝を申し上げます。数値シミュレーションは国立天文台 CfCA のスーパーコンピュータ ATERUI II で実行されたものです。普段から快適な利用環境を提供していただいている CfCA の皆様に御礼申し上げます。本研究の成果は科学研究費補助金（課題番号 22KJ0368）による支援の結果得られたものです。最後に本稿の執筆の機会を与えてくださった藤澤幸太郎氏に感謝いたします。

参 考 文 献

- [1] Ohsuga, K., et al., 2005, ApJ, 628, 368
- [2] Abramowicz, M. A., et al., 1988, ApJ, 332, 646
- [3] Shakura, N. I., & Sunyaev, R. A., 1973, A&A, 24, 337
- [4] Bosman, S. E. I., et al., 2024, Nat. Astron., 8, 1054
- [5] Walton, D. J., et al., 2022, MNRAS, 509, 1587
- [6] King, A. R., et al., 2001, ApJ, 552, L109
- [7] Watarai, K.-y., et al., 2001, ApJ, 549, L77
- [8] Colbert, E. J. M., & Mushotzky, R. F., 1999, ApJ, 519, 89
- [9] Makishima, K., et al., 2000, ApJ, 535, 632
- [10] Bachetti, M., et al., 2014, Nature, 514, 202
- [11] Inoue, H., 1975, PASJ, 27, 311
- [12] Basko, M. M., & Sunyaev, R. A., 1976, MNRAS, 175, 395
- [13] Mushtukov, A. A., et al., 2015, MNRAS, 454, 2539
- [14] Kawashima, T., et al., 2016, PASJ, 68, 83
- [15] Inoue, A., et al., 2020, PASJ, 72, 34
- [16] Pinto, C., et al., 2016, Nature, 533, 64
- [17] Kosec, P., et al., 2018, MNRAS, 479, 3978
- [18] Tao, L., et al., 2019, ApJ, 873, 19
- [19] Kitaki, T., et al., 2021, PASJ, 73, 450
- [20] Inoue, A., et al., 2023, ApJ, 952, 62
- [21] Inoue, A., et al., 2024, ApJ, 977, 10
- [22] Takahashi, H. R., et al., 2016, ApJ, 826, 23
- [23] Watarai, K.-y., & Fukue, J., 1999, PASJ, 51, 725
- [24] Takahashi, H. R., & Ohsuga, K., 2017, ApJ, 845, L9
- [25] Illarionov, A. F., & Sunyaev, R. A., 1975, A&A, 39, 185
- [26] Kong, L.-D., et al., 2022, ApJ, 933, L3
- [27] Kulkarni, A. K., & Romanova, M. M., 2008, MNRAS, 386, 673
- [28] 都丸亮太, 2026, 天文月報, 119, 192

Supercritical Accretion onto a Neutron Star

Akihiro INOUE

Department of Earth Science and Astronomy, The University of Tokyo, 3-8-1 Komaba, Meguro-ku, Tokyo 153-8902, Japan

Abstract: Supercritical accretion is a phenomenon in which gas accretes beyond the Eddington limit. The supercritical accretion is thought to occur in various astrophysical phenomena, such as an evolution of the supermassive black holes. In 2014, X-ray pulses exceeding the Eddington luminosity were detected. This discovery increased interest in supercritical accretion onto neutron stars. How does the gas accretion affect the evolution of neutron stars? What observational features does such accretion produce? We address these questions by comparing theoretical models of supercritical accretion onto neutron stars with observations. We also briefly discuss future prospects of the simulations. These include their combination with the XRISM satellite.