

ブラックホール降着円盤と パルサーのX線偏光： IXPE衛星の成果と 将来展望



川島

木坂

當真

川島 朋尚¹・木坂 将大²・當真 賢二³

〈¹ 東京大学宇宙線研究所 〒277-8582 千葉県柏市柏の葉 5-1-5〉

〈² 広島大学先進理工系科学研究科 〒739-8526 広島県東広島市鏡山 1-3-1〉

〈³ 東北大学学際科学フロンティア研究所 〒980-8578 宮城県仙台市青葉区荒巻字青葉 6-3〉

e-mail: ¹kawshm@icrr.u-tokyo.ac.jp, ²kisaka@hiroshima-u.ac.jp, ³toma@astr.tohoku.ac.jp

Imaging X-ray Polarimeter Explorer (IXPE) 衛星が2021年12月に打ち上げられ、パルサー、超新星残骸、ブラックホール連星、活動銀河核など多種の天体現象のX線偏光観測結果が続きと報告されている。報告にはこれまでの予想を覆す観測結果が多く、X線偏光天文学の幕開けはエキサイティングなものとなった。本稿では、ブラックホール連星とパルサーのパルス放射に注目し、測光・分光・撮像データに加えて偏光データも使って天体現象の謎を解き明かそうとする理論研究を紹介する。そしてIXPE衛星による観測成果と将来展望について述べる。

1. イントロダクション

天体からの電磁波の強さは、一般に振動数帯域(電波、赤外線、可視光、紫外線、X線、ガンマ線)によって異なり、空間分布があり、そして時間変動する。人類は観測によってそれらの情報を得て、天体で何が起きているかを探ってきた。そしてもう一つ、天体観測によって引き出せる情報がある。それは偏光度と偏光角である。電磁波は波の振動方向が定まっている成分と定まっていない成分の重ね合わせになっており、定まっている成分の割合を偏光度、その方向を偏光角という [1]。

一般に電磁波は荷電粒子によって放射されるときに偏光しているが、天体から出てくるまでに吸収や散乱を受けることで偏光度と偏光角が変化する。磁場や重力場の影響で偏光角が変化することもある。それゆえ偏光観測から放射過程、放射領域の組成や密度、磁場や重力場について、スペク

トル・イメージング・時間変動解析とは独立な情報を得ることができる。また点源の天体については偏光角が異なる偏光の打ち消し合い方からその天体の幾何学形状を探ることができる。これらの物理的効果による影響は電波や可視光、X線などの帯域のそれぞれで異なるため、さまざまな帯域の偏光情報を組み合わせることが天体の謎を解くために重要になる。

これまで可視光・赤外線や電波の偏光の研究は盛んに行われてきた(たとえば [2-4])。ガンマ線や硬X線でも飛翔体による偏光の研究が進んでいる [5-7]。その中でX線偏光観測の発展は遅れていたが、ついに2021年になってImaging X-ray Polarimeter Explorer (IXPE) 衛星が打ち上がり、さまざまな天体のX線偏光データが得られるようになった(4月号のIXPE衛星紹介の記事を参照されたい)。IXPE衛星はパルサー、マグネター、超新星残骸、ブラックホール連星、活動銀河核な

ど多種の天体を観測してきている。

本稿では、川島と木坂が専門とするブラックホール連星とパルサーに絞る、偏光の理論研究を紹介する。そしてIXPE衛星で探ることができる物理や将来展望について述べる。

2. ブラックホール連星とX線偏光

X線を放つブラックホール連星は「はくちょう座X-1 (Cyg X-1)」を筆頭に1960年代から観測が進められてきた。ブラックホール連星とはブラックホールを含む連星系のことである。広くはブラックホール同士や中性子星や白色矮星との連星系も含まれるが、ここでは恒星との連星系に話を限定する。また、正確にはブラックホールの候補天体を含む連星系だが、煩雑さを避けるために以下ではブラックホール候補天体を含む連星系のことをブラックホール連星系と呼ぶ。

ブラックホール連星から放出されるX線の起源としては、(i) ブラックホール周囲に形成される降着円盤(回転しながら中心天体へと落下する高温プラズマ流)や(ii) コロナと呼ばれる降着円盤よりも高温・高エネルギーのプラズマ領域、さらには(iii) 相対論的ジェットと呼ばれる光速に近い速度を持つ細く絞られたプラズマ噴流などが考えられている。降着円盤やコロナ、相対論的ジェットを明るく輝かせるためのエネルギー源はブラックホール重力場中の物質のポテンシャルエネルギーやブラックホールの回転(スピン)のエネルギーである。ブラックホール周囲でX線を放射する高温プラズマの起源を理解することは、ブラックホール周囲の時空構造や相対論的ジェットの形成機構の謎の解明に大きく近づく可能性があるため、精力的な研究が行われてきた。

しかし、ブラックホール連星においてブラックホール周辺環境を空間分解して探ることは困難である。ブラックホールの質量が小さいためである。ブラックホールの質量は恒星質量の数10倍程度であり、その半径は100 km程度である。こ

のような天体が銀河系内の数キロパーセク位置にある場合、ブラックホール近傍の画像を撮像するためには、現在すべての周波数において最高解像度であるイベント・ホライズン・テレスコープの10万-100万倍もの角度分解能が必要となる。

このように、ブラックホール周囲の構造の空間分解は難しく、時間変動を考慮したX線スペクトルの詳細な解析が行われてきた。しかしX線の起源およびブラックホール周囲の時空構造やプラズマのダイナミクスの解明には決定打に欠ける状況が続いてきた。この状況を打破する可能性があるのが、X線における偏光を考慮した研究である。

3. 降着円盤のX線偏光理論の基礎

ここでは降着円盤からの基本的な偏光の特徴についての概要を説明する。チャンドラセカールが実施したような特殊相対性理論や一般相対性理論の効果を含まない単純化した状況からスタートし、相対性理論効果を含めた場合、降着円盤からの反射を考慮した場合について解説する。なお、コロナを含む場合については次節で概説する。

降着円盤から放出される偏光の基礎は、チャン

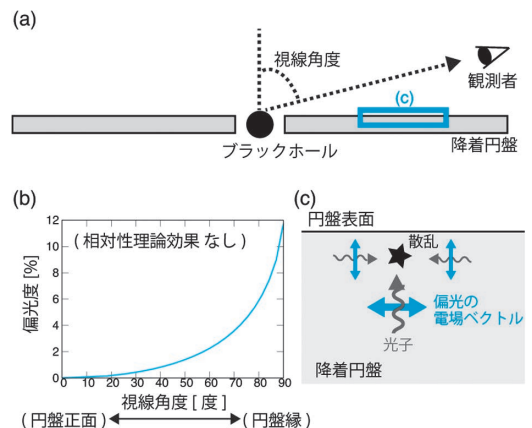


図1 (a) 降着円盤の子午面断面図と視線角度. (b) 降着円盤からの放射の偏光度の視線角度依存性. 平行平板を仮定し, 特殊および一般相対論的效果は含まれていない. (c) 降着円盤における偏光発生の様式図.

ドラセカールの平行平板における解である [8] (図1参照). これは吸収は無く散乱のみで光学的に厚い平板形状のガスから生じる偏光を調べたものである. なお散乱が支配的な降着円盤の形状は平板でよく近似できるため, 話をシンプルにするため, ここでは平板のことも円盤と呼ぶことにする. チャンドラセカールの計算により, 円盤を縁に近い角度から観測したときに約10%近い偏光度を達成することが示された. このとき, 円盤に平行な方向の電場ベクトルを持つ光子による偏光が支配的になる. これは, 縁に近い角度の観測者へと抜ける光子の最終散乱位置では, 円盤表面に対して平行方向に入射して散乱される光子の量に対して, 円盤の深部から円盤表面に垂直方向に入射して散乱される光子の量の方が多いためである.

上記は非相対論的な極限では降着円盤の詳細な幾何学形状に目を瞑れば正しい解だといえる. しかし, ブラックホール周囲では, 時空の歪みによって光子が軌道を曲げられる効果や, ブラックホールの自転に起因した重力ファラデー効果, 光速に近い円盤の回転運動による特殊相対論的效果によって, 偏光の振る舞いが変わってくる. 特にこれらは光子が発生放出される半径によって異なるので, 光子のエネルギーに対する偏光度や偏光角に違いが現れる. この様子を示したのが図2である. 降着円盤は一般相対論的な標準円盤モデル [9] を用いている. 標準円盤とは幾何学的に薄く, 光学的に厚い降着円盤モデルである.

もしも相対性理論の効果がなければ, この図の水平方向 (x 方向) に一様な電場ベクトルを示す偏光マップが現れる. 一般相対性理論の効果が入ると, 光子の軌道が曲げられることで, ブラックホール近傍の電場ベクトルの向きは曲げられる. とくに図2では, ブラックホールのスピンによる

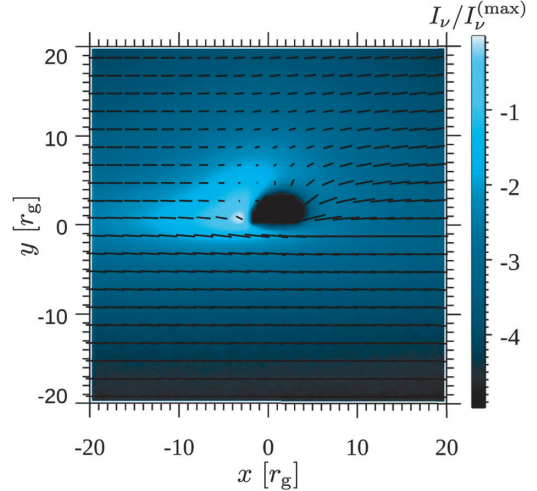


図2 標準円盤のX線偏光マップの例. 色は全輻射強度を表し, 横軸と縦軸の単位は重力半径 r_g ($\equiv GM/c^2$) である. ここで G, M, c はそれぞれ重力定数, ブラックホール質量, 光速である. 黒い線分は偏光の電場ベクトルで, 長さは偏光度 (10%は $5 r_g$ の長さに相当) を, 向きは偏光角を表す. ブラックホール・スピン軸と円盤回転軸は揃っていると仮定し, これらをスクリーンに射影した方向が y 軸である. ブラックホールの質量は10太陽質量, スピンは $0.99 GM^2/c$ を仮定した *1. 質量降着率はエディントン限界の約10%に設定した. 視線角度 (図1 (a) を参照) は約75度である. 図は川島らの独立な計算により [10] の結果を再現したもの.

慣性系の引きずり及び降着円盤の回転の効果により, ブラックホール周辺のシャドウを取り巻く渦巻いた偏光パターンを示している.

上記の標準円盤についての, 輻射スペクトル, 偏光度スペクトル, 偏光角スペクトルを図3に示す.

黒い実線は図2と同じモデルの計算結果である. 輻射スペクトルは5 keV付近にピークが現れており, ピーク近傍の高エネルギー帯域の成分は降着円盤内縁付近からの放射である. そして低エ

*1 ブラックホールのスピン値は角運動量のことであり, その最大値はカー時空の場合, $1 GM^2/c$ ($=1 Mr_g c$) である. ここでのスピン値 $0.99 GM^2/c$ は最大値に近い値であり, スピンの効果 (慣性系の引きずりによる降着円盤内縁半径の減少や偏光の電場ベクトルの回転等) が強く現れている.

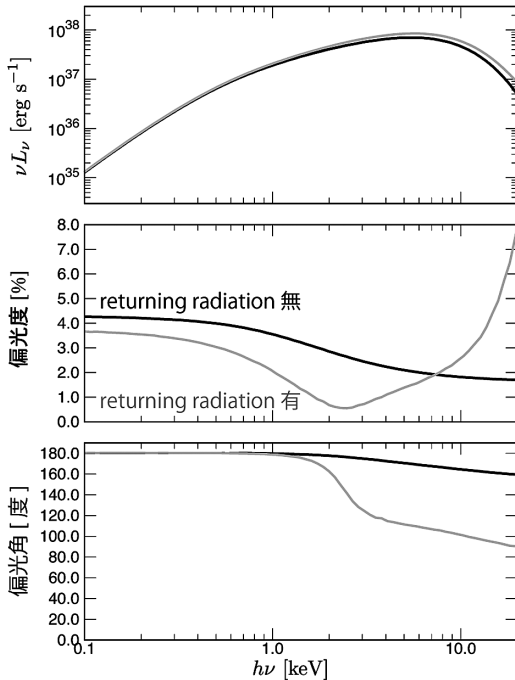


図3 標準円盤の全輻射スペクトル(上), 偏光度スペクトル(中), 偏光角スペクトル(下). 黒線, 灰色線はそれぞれreturning radiationを考慮していないモデルと考慮したモデルである. [10]と同様の計算を川島らが実施した.

エネルギー側のおよそ1 keV以下は $10 r_g$ よりも外側の円盤からの放射である. この低エネルギー帯域では偏光度はおよそ4%で偏光角は180度(すなわち円盤に水平方向の電場ベクトル)になる. これはブラックホール遠方からの放射が主に寄与しており一般相対論的效果も円盤回転運動による特殊相対論的效果も弱くなるためである. 偏光度も偏光角も前述のチャンドラセカール解(図1から75度方向の偏光度は約4%)に漸近している. このことは偏光マップ(図2)からも読み取れる.

一方でおよそ1 keV以上すなわち円盤内縁付近から放射された光子については, 偏光度は光子エネルギーが上がるほど下がっていき, 10 keV付近では2%程度の偏光度にまで減少している. これはブラックホールの強い重力場や降着円盤の特殊相対論的速度の回転運動により渦を巻くような

偏光パターンが現れることで(図2参照)円盤に対して垂直な(正確には観測者スクリーン方向の)電場ベクトル成分も生み出されているためである. 様々な向きの電場ベクトルを伴う光子が混じり合うことで偏光が打ち消されている. このことは偏光角スペクトル(図3の下図)において, 高エネルギーになるほど偏光角が180度から減少していく様子にも現れている.

ここまでの議論では, 実は降着円盤から放出された光子が強い重力場の影響により軌道が曲げられた際に光子は円盤のガスに吸収されると仮定していた. しかし, 実際にはブラックホール近傍の高温ガスでは光子の吸収よりも散乱が支配的になるため, 光子が円盤領域に侵入した際に反射されることも考慮する必要がある. この円盤光子がブラックホールの強い重力でその軌道が曲げられて円盤によって反射される現象は, “returning radiation”と呼ばれる.

図3のグレーの線が示すのは, returning radiationを考慮した輻射スペクトル, 偏光度および偏光角のスペクトルである. ブラックホールの強い重力で光子軌道が曲げられるため, おおまかにはブラックホールを挟んで逆サイドからの光子が円盤に反射される. 円盤による反射の際の相対論的ビーミング効果も加わることで, 円盤の縁に近い角度から見ている観測者にとっては, 円盤に対して垂直方向の電場ベクトルを伴う光子が届く. 図1でも触れたように, 円盤の縁に近い角度から観測される光子は主に円盤に水平方向の電場ベクトルを伴う. したがって, returning radiationと円盤から直接届く光子が同程度に混じり合う2 keV付近の光子の偏光度は下がる. 一方で, およそ10 keV以上の高エネルギー光子になると, よりブラックホールの重力の影響が強くなり, returning radiationの効果も強まる. 結果として, 正味の偏光角の180度方向(円盤平行方向)からのずれも大きくなり, 偏光度もreturning radiationを含まない場合に比べて大きくなる. 以上が一般相対

論的効果も考慮した降着円盤から生じる偏光の概要である。

4. ブラックホール連星のX線偏光研究の現状と今後の展望

前章では、標準降着円盤から放出される光子の偏光の基本的な性質について説明した。一方で、IXPEによる観測データが続々と公開され、コロナやジェットといった円盤周辺のプラズマを考えることの重要性が増している。これまで、多くのブラックホール連星の論文が出版されているが、ここでは最も有名なブラックホール連星の一つであるCyg X-1に話題を絞ろう。

今月号の別記事でも解説されているように、Cyg X-1の初のX線の偏光スペクトルが報告された [11]。偏光度はおよそ4%で、一見すると前節で述べた降着円盤からの偏光で説明できそうだが、そうはいかなかった。Cyg X-1はジェットを伴うことが電波観測から知られているが [12]、そのジェットの方向にほぼ平行方向の電場ベクトルの偏光が観測されたのである。ナイーブにはジェットの伝搬方向は降着円盤の赤道面に対して垂直方向なので、降着円盤に対して垂直方向の電場ベクトルが支配的だと考えられる。これは、前述の降着円盤からの偏光の電場ベクトルとは90度異なる方向である。returning radiationを考慮してもIXPEの観測帯域2-8 keVでの偏光度と偏光角を同時に説明することが難しい。

観測時のCyg X-1はロー/ハード状態と呼ばれる暗い幕型の放射スペクトルを示す状態にあった。この状態では、X線は高温電子の散乱で作られると考えられている。IXPEの論文では降着円盤の近くにコロナを様々な形状や配置で仮定し、偏光スペクトルが計算され観測データと比較された。その結果、幾何学的に薄いコロナが円盤を鉛直方向に挟み込んでいる場合に観測されるような偏光が再現されることが示された [11]。

図4でその概要を説明する。幾何学的に薄くかつ

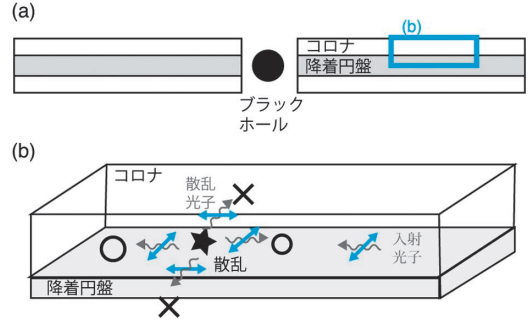


図4 幾何学的に薄いコロナでの逆コンプトン散乱により生じる偏光の概略図。(a)はブラックホールと降着円盤、コロナの子午面における断面図。青色の枠線の部分を切り取って、(b)では紙面に対して奥行き方向への散乱の様子を含めて立体的に図示している。(b)では、右側方向からの入射光子が降着円盤に対して平行方向の電場ベクトルを持つ場合の散乱の様子を示している。青色の矢印は偏光の電場ベクトルを表し、波線の矢印は光子の伝搬方向を表す。

光学的に薄いコロナがある場合、光子は円盤に水平方向に伝搬して散乱を繰り返すと逆コンプトン散乱によるハードなスペクトルを形成することができる。図4の(b)では円盤に水平方向の電場ベクトルを持つ光子の散乱の概略を示している。図の右側から左側方向への入射光子がコロナで電子による散乱を受けると、図の奥行き方向への散乱確率は劇的に低くなる。これは電子散乱の性質である [1]。その結果、円盤に対して水平方向の電場ベクトルを持った光子はコロナで十分な散乱を受けづらくなる。なお、円盤とコロナに垂直方向には散乱できる。これは十分な逆コンプトン散乱を受ける前に観測者方向へ抜けるか、円盤領域に光子が逆戻りすることを意味する。このこともコロナでの逆コンプトン散乱による高エネルギー光子の形成が起りにくいことを意味する。一方で、円盤に垂直方向の電場ベクトルを持つ光子について、同様の方向に入射する光子を考えると、コロナの奥行き方向へと散乱する光子の電場ベクトルもまた円盤に垂直方向になるのでコロナ領域での

散乱を繰り返しやすい。何度もコロナで散乱を受けることができるので、いまのような幾何学的にも光学的にも薄いコロナでの散乱を考える場合、円盤の垂直方向に電場ベクトルを持つ光子が高エネルギー光子スペクトルのなかでは支配的になるのである。なお、光子の散乱方向が円盤に水平な方向になるので、最終的に散乱されたあと、光子は円盤を縁に近い方向にいる観測者に届きやすい。したがって、円盤を鉛直方向に挟み込むような幾何学的にも光学的にも薄いコロナが存在していると、円盤の縁に近い角度の観測者へ届く高エネルギー光子の電場ベクトルの方向は、降着円盤から放出されるものと90度異なる円盤垂直方向の成分が卓越することになるのである（例えば [13]）。

このように円盤コロナモデルは、Cyg X-1の観測データを説明する上で成功を収めたかのように見えるが、重要な課題も残されている。Cyg X-1の伴星の観測からは、伴星の軌道面の回転軸に対する視線角度は、約28度であることが示唆されている [14]。ブラックホールと伴星の軌道面とブラックホール降着円盤の面が揃っているとナイーブに仮定するならば、これは円盤をやや正面方向から観測していることを意味する。しかし、IXPEで得られた偏光度を上記の円盤コロナモデルで説明しようとすると視線角度は約45-60度（すなわち円盤をやや縁方向から観測）が要求され、ここに矛盾が生じるのである。この矛盾を解決するために、ジェットを考慮する研究も行われている。たとえば、空洞のジェット（すなわちジェットの縁にプラズマが集中）を考慮すると、ローレンツ因子が2程度のときにジェットの適度な相対論的ビーミングの効果により、ジェットの開口角および視線角度が30度程度のときにも4%程度の偏光度とジェットに対して平行方向（円盤に対して垂直方向）が支配的な電場ベクトルを同時に説明し得ることが示されている [15]。ただし、この研究ではジェットの電子に散乱を受ける前の光子の放射場は等方かつ一様が仮定されてお

り、相対論的ジェットの構造や回転を伴う速度分布等も考慮されていない。そこで、筑波大学の竹林晃大氏らによって、構造を伴う相対論的ジェットを伴う降着円盤からのX線光子の一般相対論的な輻射輸送計算も実施されている。今後は、降着円盤、コロナ、ジェット等を統一的に扱い、低温ガスによる吸収等も取り入れた包括的な理論研究が必要であろう。そして、Cyg X-1に代表されるブラックホール連星の中心部の物理状態（プラズマの空間分布、さらには相対論的ジェットの形成機構等）について新たな制限がつけられていくと期待される。

ブラックホールのスピンについては、コロナやジェットの影響が少ない天体に注目した方が良いかもしれない。例えば最近、IXPEによりブラックホール連星「4U 1957+115」が観測された [16]。この天体は観測時に標準円盤が支配的な状態であるハイ/ソフト状態にあり、その偏光にはブラックホールのスピンに強く影響を受ける円盤内縁からの放射やreturning radiationの効果が強く現れる。解析の結果、ブラックホールのスピンの可能性が高いことが示された。コロナやジェットが偏光に与える影響が大きいと考えられるCyg X-1については、スピンの制限には一歩踏み込んだ解析が必要と考えられるが、スピン値の制限に向けた理論研究の発展が急務である。

5. パルサー磁気圏と偏光

ここからは中性子星、特に回転駆動型パルサーと呼ばれる天体に焦点を当てる。なお、磁場をエネルギー源とする磁気駆動型のマグネターのX線偏光は本記事では対象外とする。回転駆動型パルサーは表面の磁場強度が典型的に1兆ガウス程度と非常に強く、また数秒以下の周期で自転している中性子星である。パルサーは電気を通す導体とみなすことができるため、実質的には強い磁石である。磁石が高速で回転するという状況は、発電

機で起きていることと原理が同じである。よって、パルサーが高速回転することで、この回転エネルギーを電気と磁気エネルギーに変換して取り出す「発電」ができる [17]。パルサーが持つ強磁場と高速回転のために地上で考えられないほどの激しい放電が起こり、その結果としてパルサー周囲で大量の粒子が生成される。この領域をパルサー磁気圏という。生成された高エネルギーの粒子は電磁波を放出しつつ外側に向かって放出される。このときの電磁波がパルス放射として観測される。一方で放出されるプラズマの流れはパルサー風と呼ばれる。中性子星は一般に超新星爆発の後に残される天体で、外側には超新星の残骸がある。パルサー風が超新星の残骸にぶつかることで明るく光るのが、パルサー風星雲と呼ばれる天体である。パルサー風星雲については4月号のパルサー星雲についての記事を参照されたい。以上が、高速で自転していて強い磁場を持つパルサーで起きていると考えられる現象の大まかな描像である。

ただしパルサー磁気圏の活動、特に放電現象の詳細についてはまだ謎が多い。パルサーは自身の回転エネルギーを効率よく変換してプラズマや電磁波のエネルギーとして放出するシステムであるが、このエネルギー変換が磁気圏のどこでどのように起こるかは、パルサー発見以来の謎として残されている。近年パルサー磁気圏での粒子加速や粒子生成を扱うことのできるプラズマ粒子シミュレーションの研究が大きく発展したことで、エネルギー変換についての理論的理解は進展している [18]。しかし、粒子が生成する過程に対して計算コストの問題から非常に簡略化されているなど、課題は多く残されている。

パルサー磁気圏のパルス放射の領域として、いくつか候補がある。パルサーからのパルス波形にはほ

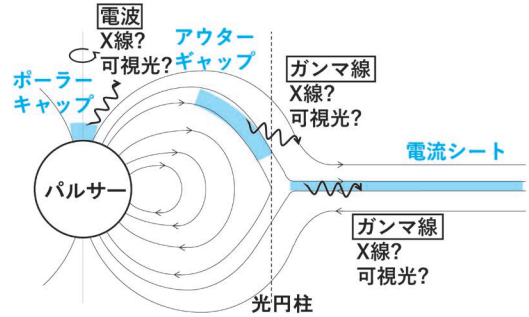


図5 パルサー磁気圏の概略図。放射領域の候補を青色で示した。電波とガンマ線は、それぞれポラーキャップと磁気圏の外側から放射されていることが確定的である。

んど時間変動が見られないことから、放射領域は安定して存在していると考えられる。安定して存在するような領域としては、磁気圏の境界領域が有力である。特に図5のような領域が候補として挙げられる。まず星表面近傍かつ磁極の領域が、ポラーキャップと呼ばれる領域である [19]。一方、磁気圏の比較的外側の領域として、光円柱^{*2}半径より内側のアウターギャップ [20]、外側かつ磁場の向きが反平行となる電流シート領域が考えられている [21]。これらはどれか一つのモデルしか実現していないかもしれないし、同じ磁力線上でなければすべて実現していてもいい。

これまで観測的に放射領域を特定する試みも行われてきた。まず、パルサーのほとんどは電波パルサーとして検出されている。この電波の放射領域は中性子星のごく近傍であることが確立しており、このことについては後述する。一方、ガンマ線帯域では近年フェルミ衛星により大きく進展した [22]。フェルミ衛星の登場前まではガンマ線パルサーは6個だったが、現在は300個以上のガンマ線パルサーが報告されている [23]。パルサー磁気圏からのガンマ線は加速された粒子からの放射である。観測されたガンマ線のエネルギー

^{*2} パルサー磁気圏のプラズマは一般には星とともに剛体のように回転し、その回転速度が光速に達する円柱状の領域を光円柱と呼ぶ。

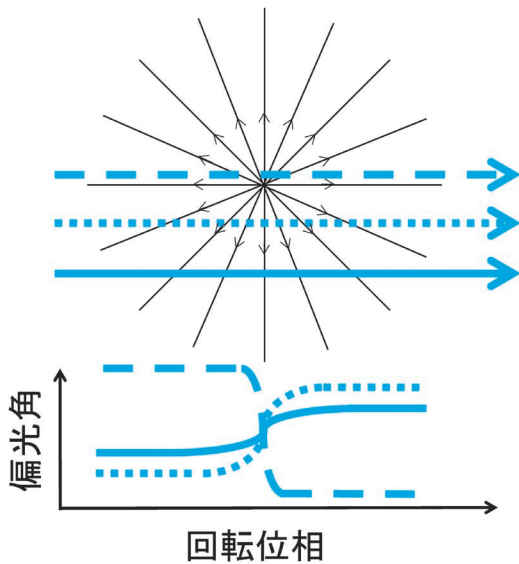


図6 (上) 磁極を上からみた時のイメージ図。黒線が磁力線で、自転に伴い観測者から見える領域が矢印のように左から右へシフトする。矢印の違いは観測する角度の違い。(下) 矢印に従って観測した時の偏光角の変化。

スペクトルには強い吸収が見られなかったことから、ガンマ線の放射領域が磁気圏の比較的外側にあることは確立した(図5)。ただし、アウトギャップと電流シートのどちらのモデルも単独でパルス波形の一般的な特徴を再現できるため、どちらが支配的であるかはわかっていない。

パルサー磁気圏からのパルス放射は高い偏光度が期待されている。粒子の軌道が非等方的、つまり偏りがある場合には偏光度が高くなる。パルサー磁気圏では磁場のエネルギーが卓越しており、これにより粒子は基本的に磁場に沿って運動する。磁気圏の磁場は双極子磁場など整った形状であり、ランダムで等方的な状況とはかけ離れているため、粒子からの電磁波の偏光度は高いことが期待される。また、偏光の情報から放射領域の

磁場構造の情報が得られる。磁気圏の比較的外側からくる放射の偏光が検出できれば、ガンマ線のパルス波形だけでは区別できなかった放射領域の候補を区別できる可能性がある。

実際に偏光観測が有用であることを示す例がある。それは、電波パルスの偏光観測によってその放射領域が中性子星表面近傍、特に磁極であることが強く裏付けられていることである。パルサーの表面近くの磁場は双極子磁場かつ、自転軸と磁軸は一致していないとする。すると、観測者が見る放射領域は星の自転に伴って図6のようにシフトする。このとき、観測者が見ている磁力線の向きが変化することになる。特にポーラーキャップの中心近くが明るく見える場合には、磁力線の向きが急激に変化する[24]。これは偏光角のスイッチングと呼ばれている。多くのパルサーから100%に近い偏光度と図6のような急激な偏光角の変化が実際に観測されており、これにより電波放射が磁極付近から出ていることがわかった(図5)。これに加え、偏光角の変化からは回転軸に対して磁極がどれだけ傾いていて我々がどの角度から観測しているのかも得られる*3。

6. パルサー磁気圏のX線偏光観測の現状と今後の展望

偏光観測により放射領域の磁場の情報を得ることができ、これによりパルサー磁気圏での放射領域の特定が可能である。ただしこのような結果を得るには、パルスの回転位相ごとの偏光度と偏光角の観測データが必要である。電波以外の波長での偏光観測の現状はどうか。もっとも明るい「かにパルサー」に対し、可視光では2009年に[26]、X線ではここ数年でPoGO+やIXPE衛星によって回転位相を分解したときの偏光の結果が報告され

*3 降着するガスの重力エネルギーで光る降着駆動型パルサーでもX線に同様の偏光角の振る舞いが期待でき、実際にIXPE衛星の観測データからも得られている[25]。これは、ガスがパルサーの磁極に降着して表面近くがX線の放射領域となるためである。

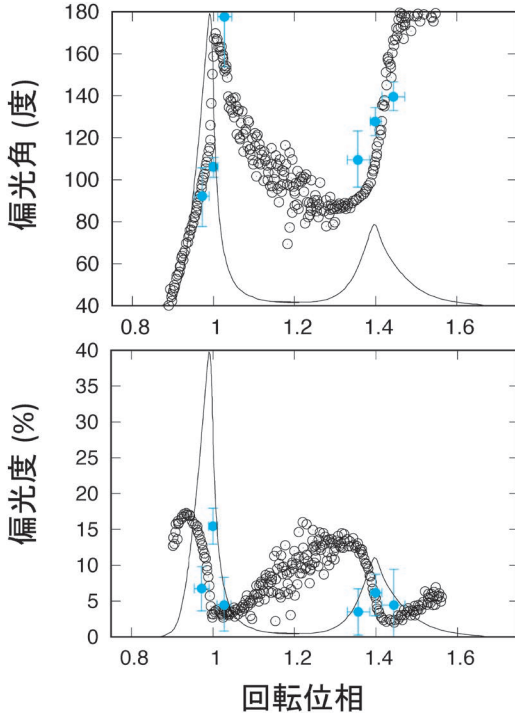


図7 かにパルサーの可視光(白抜き点)とX線(青点)の偏光角と偏光度の観測結果。ただしエラーの大きい可視光のデータは除いた。黒線のカーブは可視光のパルス強度の波形を表す。可視光のデータは [26], X線のデータは [28] を参照した。

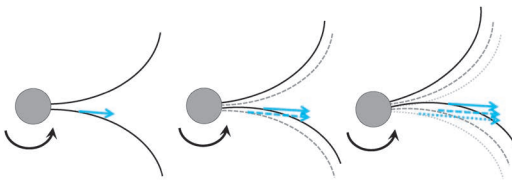


図8 パルスのピークを作る機構の概略図。自転とともに後になって外側の放射領域が観測可能になるが、比較的内側の放射領域が見えた時に放出された光子は伝搬距離が長いことで、内側と外側からの光子を同時に観測者が受け取ることで瞬間的に明るいピークとなる。

た [27, 28] (図7)。可視光・X線のパルス波形の多くはガンマ線と似ており、おそらくガンマ線と同じような領域から来たと考えられている。よって、偏光観測によりガンマ線で区別できなかった

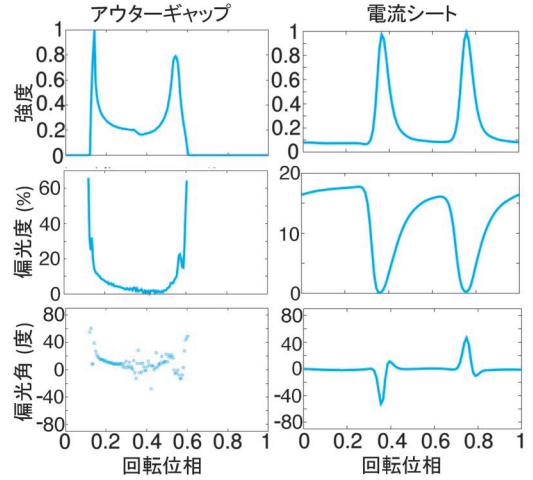


図9 アウターギャップ(左), 電流シートモデル(右)から予想されるパルス波形の強度, 偏光度, 偏光角。右は [30] のデータを参照した。

放射領域の区別が可能になると期待されている。

実際にX線や可視光でどのような偏光の結果が期待されるのだろうか。まずポーラーキャップの場合は、電波とほとんど同じような振る舞い、つまり偏光度は高くはほぼ一定だが偏光角に急激な変化があることが期待されている。一方、アウターギャップの場合は波形は複数の領域の重ね合わせの結果として現れており、ピークは特に多くの領域の足し合わせである [29]。例えば、図8のようによく光を同時に観測する場合にピークとして見える。この場合、さまざまな偏光角を持った光子の足し合わせを同時に見ていることになるため、あまり高い偏光度は期待できない(〜10%)。アウターギャップの場合の偏光度と偏光角の例を図9の左のパネルに示す。最後に電流シートモデルも、ピークの形成の原理はアウターギャップと同じく放射領域の足し合わせである。そのため、ピークでは一般に偏光度が低いと期待されている。電流シートの場合の解析的モデルの結果を図9の右のパネルに示す。ただし、実際には電流シートでは磁力線の再結合が起きており、磁場の形状は安定的でない可能性があることに注意が必要である。

X線と可視光で回転位相ごとの偏光データが得られているのは、現在かにパルサーのみである。かにパルサーは回転駆動型パルサーとしてはX線や可視光で最も明るく見える有名なパルサーであり [31], かに星雲の中心にある。このパルサーの可視光とX線の波形から、これらはガンマ線と同じ領域から出ていると考えられている。図7に示した偏光の観測結果の主な特徴は、平均の偏光度が $\sim 5\text{--}10\%$ であること、ピークで偏光角の大きな変化があることなどである。ポーラーキャップモデルは偏光度の変化はほとんど期待できないことから棄却できる。平均の偏光度は、放射領域の重ね合わせであるアウターギャップや電流シートで予想されている値と一致する。ピーク付近で偏光角が変化すること自体は両方のモデルからも期待されていたが、その変化の仕方についてはまだ両方とも一致しているとは言えず、より精密な理論的調査が必要であり、またX線に関してはIXPEによる継続的な観測により統計精度を向上させる段階である。

今後X線でより詳細なデータが得られることで、X線と可視光の違いから新たな手がかりが得られると期待される。可視光からX線の帯域の放射機構はシンクロトロン放射と考えられており、X線と可視光の違いは放射領域のずれ、粒子のエネルギーやピッチ角の違いなどを反映していると考えられる。この違いから粒子のエネルギーごとの生成領域を特定できると期待される。また、 10 keV 以上のより高いエネルギー帯域での偏光観測装置の計画が存在する。かにパルサーでは、より高いエネルギー帯域ではシンクロトロン放射ではなく逆コンプトン散乱が効いていることが指摘されており [32], このような放射機構の特定に偏光が役立つと期待される。

また、今後はX線や可視光でかにパルサー以外のパルサーでもパルス位相ごとの偏光観測が期待できる。パルサーは同じ磁場と回転周期を持っていても、観測する角度でパルス波形が大きく異なる。

よって、一般的な性質として理解するためには多数のパルサーを観測する必要がある。また、かにパルサーではX線や可視光は磁気圏の比較的外側からきていると考えられるが、ポーラーキャップ起源のX線や可視光が検出されているパルサーがいる可能性もある。実際、まだ統計精度が低いものの「PSR B1509-58」というパルサーのIXPEによる観測結果はポーラーキャップ起源であるとの指摘がある [33]。このパルサーはガンマ線が MeV 帯域までしかないという特異な性質を持っており、ガンマ線自体がポーラーキャップ起源かもしれない。ポーラーキャップ領域は磁気圏の粒子の大部分を生成していると期待されているため、今後の観測によりポーラーキャップの活動の直接的な情報として期待される。

7. ま と め

本稿では、ブラックホール連星と回転駆動型パルサーのX線偏光の理論のキーポイントと偏光観測の現状と将来展望について論じた。ブラックホール連星、特にCyg X-1で検出された高い偏光度と偏光角は、降着円盤を鉛直方向に挟み込むような幾何学的に薄いコロナの存在を示唆している。しかしこの円盤コロナモデルの示唆する視線角度は伴星の運動が示唆する角度と矛盾しており、ジェット等の相対論的運動を考慮した理論研究の更なる発展が今後必要である。そしてX線偏光観測によってブラックホールのスピンやさらには相対論的ジェットの形成機構に迫ることが期待される。回転駆動型パルサーを位相分解して観測されたX線偏光は、偏光度はアウターギャップモデルか電流シートモデルが正しいことを示唆しているが、偏光角はどちらのモデルでも説明がつかない。今後の理論モデルの深化とX線偏光観測の精度向上により、長年の問題であるパルス放射領域の同定やパルサー磁気圏構造の解明が期待される。

観測研究者の多大な努力によってIXPE衛星が打ち上がり、パルサー、マグネター、超新星残

骸, ブラックホール連星, 活動銀河核など多種の天体のX線偏光が検出され(4月号のIXPE衛星紹介の記事を参照), 連日arXivにX線偏光観測結果に関する論文がアップされている。まさにX線偏光天文学が幕を開けたといえるだろう。本稿で論じたブラックホール連星や回転駆動型パルサーのパルス放射だけでなく, 他の天体現象についても理論的に予想外の結果が報告されている。たとえば「かにパルサー星雲」と「ペラパルサー星雲」の偏光度の高さや空間分布は, 散逸領域での予想外に複雑な磁場構造を示している(4月号のパルサー星雲についての記事を参照)。活動銀河核ジェットを正面から見ている天体(ブレイザー)の散逸メカニズムは近年, 磁気再結合の理論研究が多いが [34, 35], 検出された「Markarian 501」のX線偏光は衝撃波散逸モデルでよく合うことが示された [36]。可視光や電波の偏光度に比べてX線偏光度は高く, X線が衝撃波付近の狭い領域から放射されるモデルと合うのである。一方で, 同様な衝撃波散逸が起こっていると考えられる超新星残骸「Cassiopeia A」では, X線偏光度は電波偏光度より低いことが報告された [37]。

宇宙物理学の理論研究は, 新たな観測領域の開拓によって予想外の発見があり, 大きく進展する。今後の観測と理論の両面の発展に期待したい。

謝 辞

川島はこの記事に関連したブラックホール周囲の偏光について, 竹林晃大氏や大須賀健氏との議論を通じて理解を深め様々な知見を得ました。ここに感謝します。木坂は, 図9の作成で佐伯聖真氏にアウターギャップモデルのデータを提供いただきました。丁寧な査読をしていただいた勝田哲氏に, ここでお礼を申し上げます。

参考文献

- [1] Rybicki G. B., Lightman A. P., 1979, *Radiative Processes in Astrophysics*, (New York: A Wiley-Interscience Publication)
- [2] 笹田, 2011, 天文月報, 104, 688
- [3] 田崎, 田中, 奥住, 片岡, 野村, 2017, 日本惑星科学会誌 遊・星・人, 26, 46
- [4] 浅田, 水野, 2021, 天文月報, 114, 745
- [5] 郡司, 米徳, 村上, 三原, 2013, 天文月報, 106, 214
- [6] 小高, 2019, 天文月報, 112, 372
- [7] 高橋, 2019, 天文月報, 112, 484
- [8] Chandrasekhar, S. 1960, *Radiative Transfer* (New York, NY: Dover)
- [9] Novikov, I. D., & Thorne, K. S. 1973, in *Black Holes*, ed. DeWitt C. & DeWitt B. S. (New York: Gordon and Breach), 343
- [10] Schnittman, J. D., & Krolik, J. H., 2009, *ApJ*, 701, 1175
- [11] Krawczynski, H. et al., 2022, *Science*, 378, 650
- [12] Stirling, A. M. et al., 2001, *MNRAS*, 323, 1273
- [13] Poutanen, J., & Vilhu, O., 1993, *A&A*, 275, 337
- [14] Miller-Jones J. C. A. et al., 2021, *Science*, 371, 1046
- [15] Dexter, J., & Begelman, M. C., 2024, *MNRAS*, 528 L, 157
- [16] Marra, L., et al., 2024, *A&A*, 684, 95
- [17] 柴田, 1993, 天文月報, 86, 250
- [18] Philippov, A., & Kramer, M., 2022, *ARA&A*, 60, 495
- [19] Sturrock, P. A. 1971, *ApJ*, 164, 529
- [20] Cheng, K. S., et al. 1986, *ApJ*, 300, 500
- [21] Coroniti, F. V. 1990, *ApJ*, 349, 538
- [22] 中森, 河合, 金井, 高橋 2010, 天文月報, 103, 324
- [23] Smith, D. A., et al. 2023, *ApJ*, 958, 191
- [24] Radhakrishnan, V., & Cooke, D. J., 1969, *AL*, 3, 225
- [25] Marshall, H. L., et al. 2022, *ApJ*, 940, 70
- [26] Słowikowska, A., et al. 2009, *MNRAS*, 397, 103
- [27] Chauvin, M., et al. 2018, *MNRAS*, 477, L45
- [28] Bucciantini, N., et al. 2023, *Nat. Astron.*, 7, 2602
- [29] 木坂 2012, 天文月報, 105, 554
- [30] Pétri, J. 2013, *MNRAS*, 434, 2636
- [31] 榎戸, 木坂, 寺澤 2022, 天文月報, 115, 574
- [32] Takata, J., & Chang, H.-K., 2007, *ApJ*, 670, 677
- [33] Romani, R. W., et al. 2023, *ApJ*, 957, 23
- [34] Hosking, D. N., & Sironi, L., 2020, *ApJ*, 900, L23
- [35] Sobacchi, E., et al. 2021, *MNRAS*, 506, 38
- [36] Liodakis, I., et al. 2022, *Nature*, 611, 677
- [37] Vink, J., et al. 2022, *ApJ*, 938, 40

X-ray Polarization of Black Hole Accretion Disks and Pulsars: IXPE Satellite Results and Future Prospects

Tomohisa KAWASHIMA¹, Shota KISAKA², and Kenji TOMA³

¹Institute for Cosmic Ray Research, The University of Tokyo, 5-1-5 Kashiwanoha, Kashiwa, Chiba 277-8582, Japan

²Department of Physics, Hiroshima University, Higashi-Hiroshima, 739-8526, Japan

³Frontier Research Institute for Interdisciplinary Sciences, Tohoku University, Sendai, 980-8578, Japan

Abstract: The Imaging X-ray Polarimeter Explorer (IXPE) was successfully launched in December 2021, and a number of X-ray polarimetric observations of various astronomical phenomena such as pulsars, supernova remnants, black hole binaries, and active galactic nuclei have been reported. Many of the reported results have overturned previous expectations, and the dawn of X-ray polarization astronomy has been an exciting one. We focus on black hole binaries and pulsar pulse emission, and introduce theoretical studies that attempt to unravel the mysteries of astronomical phenomena using polarization data in addition to photometric, spectroscopic, and imaging data. The results of observations with the IXPE satellite and future prospects are also presented.