修士論文

ジェット天体のタイムラグ解析手法 の開発と応用

M195237 大間々知輝

指導教員 植村誠 准教授

2021年2月

広島大学理学研究科

概要

ブラックホール X 線連星がハード状態の時に X 線と可視光の同時観測を行うと光度曲線に は複数の順相関と反相関の変動成分が含まれることが分かっている。ブラックホール X 線連 星である GX 339-4 では、光度曲線の相互相関関数 (cross correlation fucntion; CCF) によ る解析から、0.15 s だけ可視光が遅れる順相関、1 s だけ可視光が遅れる反相関、4 s だけ X 線 が遅れる反相関が見つかっている。このことは X 線と可視光の光度曲線に異なる遅れを伴っ た共通信号成分が含まれていることを示している。この研究では、GX339-4のデータから それらの信号成分を抜き出し、再構成を行った。その結果、CCF で見つかっている 3 つの相 関のうち、順相関と反相関で可視光が遅れる 2 つの共通成分を検出した。これらの光度曲線を 再構成したところ、可視光が遅れる反相関成分は ~ +1 s だけ X 線が遅れる順相関と解釈でき ることが分かった。さらに、この信号成分の CCF では可視光が遅れる反相関だけでなく、X 線が遅れる反相関も示しており、これは観測データの 2 つの反相関の位置と一致している。こ の結果は、本研究の結果は 2 つの順相関成分 (0.15 s だけ X 線が先行する信号と、1 s だけ可 視光が先行する信号) が、反相関信号なしに、観測された CCF を再現することを示唆してい る。可視光先行信号は磁場優勢降着流からのシンクロトロンからの放射の可能性があるが、X 線のタイムラグの理解には更なる研究が必要である。

 $\neq - \neg - \checkmark$ X-rays: binaries — accretion, accretion disks — stars: individual (GX 339-4) — methods: statistical

目次

第1章	序章	1
1.1	ブラックホール X 線連星	1
1.2	BHXRB の多波長観測	3
1.3	タイムラグ解析	3
第2章	データと前処理	6
第3章	方法	9
3.1	共通成分解析	9
3.2	短時間共通成分解析	13
3.3	STCS からの光度曲線再構成	14
第4章	結果	16
第5章	議論	20
5.1	XPS と OPS の相互相関関数	20
5.2	OPS の物理解釈	21
第6章	まとめ	25
付録 A	フーリエ成分のまとまりに対する有意度検定	28

第1章

序章

1.1 ブラックホール X 線連星

ブラックホール X 線連星 (BHXRB) はブラックホール (BH) と伴星との連星系である。そ の想像図を図 1.1 に示している。BHXRB は伴星からの質量供給を受け、降着円盤を形成して いると考えられている。X線スペクトルから、図1.2の左パネルに緑と青で示されている、ソ フトとハードの主に二つの状態が存在している (Remillard, McClintock, 2006; Done et al., 2007)。左パネルの緑で示しているソフト状態のスペクトルから分かるように、ソフト状態で は軟 X 線光子が支配的な熱的なスペクトルを示す。このときの円盤は右パネルの上から2番 目に示している状態であると考えられている。赤で示されている標準円盤がブラックホール (BH) 近傍の最内縁安定軌道まで伸びていると考えられている (Shakura, Sunyaev, 1973)。標 準円盤モデルについては後述する。一方で、ハード状態の X 線スペクトルは図 1.2 の左パネル に青で示している。この時の円盤は右パネルの一番下に示している状態であると考えられてい る。X 線スペクトルは硬 X 線側にピークがあり、非熱的放射が支配的である。ハード状態で は、赤で示されている標準円盤の内側に青で示されている移流優勢降着流 (ADAF) が挿入さ れている描像が考えられている。更に、BH から上下にジェットを噴出していることも電波観 測から分かっている (Mirabel et al., 1992)。ハード状態では ADAF やジェットからの非熱的 放射が観測されていると考えられているが、その詳細については議論が続いている (Narayan, Yi, 1994; Abramowicz et al., 1994; Fender et al., 2004)。ADAF については後述する。

標準降着円盤モデルは伴星から降着したプラズマガスの重力エネルギーが効率よく熱エネル ギーに変換される降着円盤モデルである。エネルギーの高い変換効率はガスの密度が大きいこ とによって達成されるので、そのスペクトルは熱的な放射を示す。標準円盤は放射によってよ く冷やされるので内部圧力が下がり幾何学的に薄くなる。標準円盤の温度 T は $T(r) \propto R^{-3/4}$ で表され、これの黒体放射の式を円盤内縁から外縁まで積分することで円盤の黒体放射のスペ クトルが得られる。この理論計算から得られるスペクトルと観測値がよく一致することから ソフト状態では、標準円盤による放射が支配的であると考えられている (Shakura, Sunyaev, 1973)。

一方、ADAF は標準円盤とは対照的に密度が低く、放射による冷却が効かないのでガスは高



図 1.1. BHXRB の想像図 (NASA/CXC/M.Weiss)。



図 1.2. 左:BHXRB のいくつかの状態における X 線スペクトル (Done et al., 2007)。ソフト 状態とハード状態は緑と青で示している。右:それぞれの状態の円盤状態の想像図。赤 色は光学的に厚く、幾何学的に薄い標準円盤を示しており、青色は光学的に薄く、幾何 学的に厚い ADAF (標準円盤の内側)や高温コロナ(円盤上)を示している。

温になる。粘性が大きくなるので角運動量も大きくなり最終的には自由落下速度ぐらいまで加 速される。解放された重力エネルギーは放射ではなく、降着するガスにより温度が奪われるの で移流冷却が効くモデルである (Narayan, Yi, 1994; Abramowicz et al., 1994; Fender et al., 2004)。

1.2 BHXRB の多波長観測

BHXRB の多波長観測によって、異なる波長間でタイムラグを伴った様々な相関が見つかっ ている。例えば、Mirabel et al. (1997) では BHXRB の GRS 1915 + 105 を X 線、赤外線、 電波で観測している。この光度曲線を図 1.3 に示す。X 線の1分ほどの時間スケールで起きる 振幅の変化の後に、強度が大きく落ち、その後に近赤外線、次に電波の強度が大きくなってい ることを確認できる。これを先行研究では、X 線の強度が弱くなった時にプラズマ放出が起 き、シンクロトロン放射を放出するプラズマがジェットの運動とともに広がっているために放 射強度が最大となる波長が長くなっていると解釈している。

上記の例とは別にハード状態では、X 線と可視近赤外の短いタイムスケール (0.01-10 s) での変動がしばしば観測されている。(Motch et al., 1983; Kanbach et al., 2001; Hynes et al., 2009; Gandhi et al., 2008, 2010; Casella et al., 2010; Gandhi et al., 2017; Paice et al., 2019)。これらの変動のタイムラグは後述する相互相関関数 (cross-correlation function ; CCF) を用いて調べられることが多い。CCF における、早い変動は BHXRB に共通した特 徴である。具体的には、正の相関を持ち 0.1-1.0 s オーダーで可視光が遅れる信号、負の相関 を持ち数秒オーダーで可視光または X 線が遅れる信号などが見つかっている。(Motch et al., 1983; Kanbach et al., 2001; Durant et al., 2008; Gandhi et al., 2008; Hynes et al., 2009; Veledina et al., 2015; Paice et al., 2019). このような相関の原因を探ることはは BHXRB の 降着流やジェットを理解する上で非常に重要な手がかりとなる。

可視光が遅れる変動は、BH 近傍で放射した X 線が外側の円盤や伴星を温めることで可視赤 外線を放射する現象、X 線照射によって説明可能である。しかし観測された 0.1-1.0 s オーダー のタイムラグは照射の描像としては小さすぎる (e.g., Kanbach et al., 2001; Gandhi et al., 2008, 2017)。これ以外に、可視光の遅れをジェット内部での電子移動時間によって説明して いるものもあり、そこでは BH の近傍で電子により X 線が生成され、ジェットの下流に移動 し可視光を放射する描像を描いている (Gandhi et al., 2017)。弱い反相関の起源に関して、X 線照射のような標準的なエネルギー伝搬では説明することは難しく、その放射機構はよく分 かっていない (e.g., Veledina et al., 2011; Malzac et al., 2004)。

1.3 タイムラグ解析

CCF とは 2 つの関数の類似性を測る関数である。分散が 1、平均が 0 で標準化した 2 つの 関数を f(t)、g(t) とすると、2 つ関数の畳み込みで表される相互相関関数 $z(t_{\text{lag}})$ は式 (1.1) で 表される。

$$z(t_{\text{lag}}) = \sum_{t} f(t - t_{\text{lag}})g(t)$$
(1.1)

 $f(t) \ge g(t)$ が同じ関数であれば、自己相関関数と呼ばれる。相関係数の誤差は、統計的検定で表現される。



図 1.3. GRS 1915+105 の X 線 (黒)、近赤外線 (赤)、電波 (青)の光度曲線 (Mirabel et al., 1997)

CCF を用いた解析の例として Gandhi et al. (2008) がある。この研究では、BHXRB の ハード状態における X 線と可視光を 0.05 s の時間分解能で観測し、その相関を調べた研究で ある。観測は複数に分けて行われ、データの精度が良かった順に Night 1、Night 2、Night 3 と名前を付けている。これらの CCF を、図 1.4 に示している。プラスのタイムラグは可視光 が遅れることを示している。この図から、0.1 s 付近に鋭い順相関、1 s と -4 s 付近に広がっ た反相関が確認できる。順相関は二つの変動が同様の変動を示すこと、反相関は一方の変動と は反対の挙動、つまり増光に対して減光、減光に対して増光といったような変動を示すことを 意味している。

このように CCF を用いることで、タイムラグを伴って相関する信号が複数含まれる場合で も調べることができる。しかし、CCF だけでは各ラグ成分におけるタイムスケールやタイム ラグ信号の活動性の時間変化など各信号の詳細を調べることは難しい。CCF が順相関と反相 関を示しているとき、X 線と可視光には対応する共通した信号成分が存在するはずである。そ れらの信号成分を抜き出すことによって相関する変動源の詳しい情報を得ることができる。こ の論文では、時間周波数解析を元に、異なるタイムラグを持つ共通信号成分の光度曲線を抜き 出す手法を BHXRB に適用する。用いる手法はフーリエ基底に疎性を仮定することで共通信 号成分に重要なフーリエ成分を効率的に抜き出すことが可能である。

この手法を適用する BHXRB は GX 339 – 4 を選んだ。この天体の X 線と可視光の光度曲 線は、図 1.4 で示しているように、BHXRB の典型的な CCF を示しており (Gandhi et al., 2010, 2008, ; 以降 G08)、–10 s から +10 の間に、+0.15 s のピーク、+1 s と –4 s の凹みを



図 1.4. GX 339-4のX 線と可視光の短時間変動を調べた CCF(Gandhi et al., 2008)。

持っている。ここで正のタイムラグは可視光の X 線変動に対する遅れを示している。この研究では提案手法を G08 の Night 1 に適用した。GX 339 – 4 はその質量関数が $5.8M_{\odot}$ と見積 もられている (Hynes et al., 2003; Heida et al., 2017)。

第2章

データと前処理

G08 の Night 1 と同じ X 線と可視光のデータを用いる。観測は、天体がアウトバースト 後に光度が低くなり、ハード状態を示す 2007 年の 6 月 18 日に行った。観測前後の光度曲線 と観測日を図 2.1 に示している。その時の代表的な光度は 1-100 keV の間のエネルギー帯で 5.3×10^{36} erg s⁻¹ であり、これはエディントン限界質量の 0.007 の割合である (Gandhi et al., 2010)。可視光と X 線のデータは、それぞれ Very Large Telescope と Rossi X-ray Timing Explorer satellite に取り付けられた ULTRACAM と Proportional Counter Array で観測さ れた。同時観測された時間はおよそ 1 h であり、Night 1 のデータはそのうちの 1200 s であ る。時間分解能が 0.05 s なので、各光度曲線には 24000 点のデータ点が存在する。観測され た X 線と可視光の光度曲線は図 2.2 の左に示している。X 線の光度曲線において、バックグ ランドを引いた後で、多くのビンが 10 以下のカウント数である。これはカウントレートでは 200 に対応する。このような小さなカウント数のデータはデータにポアソンノイズが含まれて いることを意味している。

観測された X 線と可視光のスペクトログラムを図 2.4 のパネル (a) と (c) にそれぞれ示し ている。X 線のスペクトログラムから、2 Hz から 10 Hz の間の高周波数帯では大きなパワー があることを確認できる。一方で、可視光ではそのエネルギー帯のパワーは小さいことが分か る。高周波数帯では共通信号成分よりもポアソンノイズが支配的である。そのような高周波成 分とノイズを落とすためにローパスフィルターを用いた。フィルター後の光度曲線はポアソン ノイズが少ないので、ガウスノイズを仮定する制限付き最小二乗法を用いてフーリエ基底を推 定する。本研究では長さが 19 であり、カットオフ周波数が 2 Hz、3 から 10 Hz の間ではゲ インが -60 dB になるような有限インパルス応答 (FIR) フィルターを用いた。実際に用いた フィルターとその応答を図 2.3 に示す。順方向と逆方向に用いることで、FIR フィルターによ る位相のズレを無効化することができる。フィルターを 2 回用いるので 3 から 10 Hz のゲイ ンは -120 dB 以下になるが、位相の情報は保存される。可視光光度曲線にも同様の処理を施 した。フィルター後の光度曲線は図 2.2 の右に示している。フィルター後の X 線と可視光の スペクトログラムを、図 2.4 のパネル (b) と (d) にそれぞれ示している。どちらのデータセッ トに対しても高周波数のノイズが削られていることが確認できる。これ以降の解析ではフィル ター後の光度曲線を使用し、周波数帯は 0 から 2 Hz を用いた。



図 2.1. G08 で扱っている GX 339 – 4 のデータを取得した日と前後の光度曲線。観測日は図中 のオレンジ矢印で示している。



図 2.2. 左: 観測された可視光 (上) と X 線 (下) の光度曲線。左: フィルター後の可視光 (上) と X 線 (下) の光度曲線。



図 2.3. 使用したフィルター(左)とそのレスポンス(右)。フィルターの作成は http://tfilter.engineerjs.com/ で行った



図 2.4. 元の光度曲線とフィルター後の光度曲線のスペクトログラム。パワースペクトルは 50 s の短いフレームで計算されている。スペクトルの漏れを減らすためにハン窓を用いて いる。パネル (a) と (c) はそれぞれ、元の X 線と可視光のスペクトログラムを示してい る。パネル (b) と (d) はそれぞれ、フィルター後の X 線と可視光のスペクトログラムを 示している。

第3章

方法

共通成分解析 (common signal analysis; CS) はフーリエ解析とスパースモデリングを組み 合わせることで、観測された2つの光度曲線から共通成分信号を抜き出し、そのタイムラグを 推定する手法である。スパースモデリングは、観測された光度曲線を周波数領域に変換する際 に、周波数空間の係数に疎性を仮定することで目的の信号を抽出することを可能にしている。 Kato, Uemura (2012) ではこれ同様の手法を光度曲線が1つの場合のパワースペクトル推定 に用いている。光度曲線を時間空間から周波数空間への変換式を導き、その解を求める際に、 通常の最小二乗項に加えて、罰則項を加えることで疎な解を求めることが可能である。3.1 節 では、この考えを2つの光度曲線に共通して存在する信号を抽出する手法への適用を導入す る。一般にフーリエ解析は解析期間の定常性を仮定しているので、BHXRB のような非定常 過程と考えられる光度曲線には適さない。しかし細かい期間では定常であると仮定すること で妥協的に適用することが可能である。この考えを CS に組み込んだ、短時間共通成分解析 (STCS) とそこから光度曲線を再構成する逆短時間共通成分を 3.2 節と 3.3 節で紹介する。

3.1 共通成分解析

まず初めに観測した光度曲線を時間領域表現 h(t) から周波数領域表現 H(f) へのフーリエ 変換を紹介する。時間と周波数領域の光度曲線は次のように表現される。

$$H(f) = \int_{-\infty}^{\infty} h(t) \exp(2\pi i f t) dt$$

$$h(t) = \int_{-\infty}^{\infty} H(t) \exp(-2\pi i f t) df.$$
(3.1)

10 第3章 方法

h(t)が実関数の場合、 $h(t)^* = h(t)$ なので、H(f)の複素共役は次のように表すことができる。

$$[H(f)]^* = \left[\int_{-\infty}^{\infty} h(t) \exp\left(2\pi i f t\right) df\right]^*$$
(3.2)

$$= \int_{-\infty}^{\infty} \left[h(t) \exp\left(2\pi i f t\right)\right]^* df \tag{3.3}$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} \left[h(t)\right]^* \exp\left(-2\pi i f t\right) df \tag{3.4}$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} h(t) \exp\left(-2\pi i f t\right) df \tag{3.5}$$

$$=H(-f) \tag{3.6}$$

また、 $H(-f) = H_{\rm R}(-f) + H_{\rm I}(-f)$ と表すことができるので、 $H_{\rm R}(-f) = H_{\rm R}(f)$ 、 $H_{\rm I}(-f) = -H_{\rm I}(f)$ という関係が得られる。このことは $H_{\rm R}(f)$ と $H_{\rm I}(f)$ はそれぞれ偶関数と期間数であることを意味しているので、式 (3.1) は

$$h(t) = \int_{-\infty}^{\infty} H(t) \exp\left(-2\pi i f t\right) df$$
(3.7)

$$= \int_{-\infty}^{\infty} [H_{\rm R}(f) + iH_{\rm I}(f)] [\cos(2\pi ft) - i\sin(2\pi ft)] df$$
(3.8)

$$= \int_{-\infty}^{\infty} [H_{\rm R}(f) \cos(2\pi f t) + H_{\rm I}(f) \sin(2\pi f t)] df$$
(3.9)

+
$$i \int_{-\infty}^{\infty} [H_{\rm I}(f) \cos(2\pi f t) - H_{\rm R}(f) \sin(2\pi f t)] df$$
 (3.10)

$$= \int_{0}^{\infty} 2[H_{\rm R}(f)\cos(2\pi ft) + H_{\rm I}(f)\sin(2\pi ft)]df$$
(3.11)

のように書き直すことができる。実際の解析では、周波数は離散的なので、式 (3.11) は次のように近似される。

$$h(t) \approx 2\Delta f \sum_{j=1}^{M} [a_j \sin(2\pi f_j t) + b_j \cos(2\pi f_j t)].$$
 (3.12)

ここで $a_j = H_R(f)$ 、 $b_j = H_I(f)$ であり、 $j = 1, \dots, M$ は周波数のインデックス、 Δf は周 波数分解能である。観測した時間を t_i で表すと、最終的には式 (3.12) は次のように表される。

$$h(t_i) \approx 2\Delta f \sum_{j=1}^{M} [a_j \sin(2\pi f_j t_i) + b_j \cos(2\pi f_j t_i)].$$
 (3.13)

このようにして時間領域で観測された光度曲線を周波数空間で表現することができる。

逆フーリエ変換を表す行列 A を次のように定義する。

観測された光度曲線を $y = (h_1, \cdots, h_N)$ で表すと、式 (3.13) は式 (3.14) を用いて y = Axと行列形式に書き直すことができる。スパースモデリングを用いた推定では次の式を解きフー リエ係数を求める。

$$\hat{\boldsymbol{x}} = \arg\min_{\boldsymbol{y}} ||\boldsymbol{y} - \boldsymbol{A}\boldsymbol{x}||_2^2 + \lambda \sum_j \sqrt{a_j^2 + b_j^2}, \qquad (3.15)$$

ここで λ は解の疎性の度合いを決めている罰則項である。式 (3.15) は group lasso として知られている (Yuan, Lin, 2006)。

この考えを2つの光度曲線の場合に拡張することで共通信号の抽出が可能である。共通信号 が含まれている X 線と可視光の光度曲線を考える。X 線と可視光の光度曲線、y_x と y_o は次 のように書き表すことができる。

$$\begin{aligned} \boldsymbol{y}_{\mathrm{x}} &= \boldsymbol{A}_{\mathrm{x}} \boldsymbol{x}_{\mathrm{x}} \\ \boldsymbol{y}_{\mathrm{o}} &= \boldsymbol{A}_{\mathrm{o}} \boldsymbol{x}_{\mathrm{o}}, \end{aligned}$$
 (3.16)

ただし、 $\mathbf{x}_{x} = (a_{1}, \cdots, a_{M}, b_{1}, \cdots, b_{M})^{T}$ 、 $\mathbf{x}_{o} = (c_{1}, \cdots, c_{M}, d_{1}, \cdots, d_{M})^{T}$ 、 $\mathbf{A}_{x} \ge \mathbf{A}_{o}$ は 逆フーリエ変換の行列である。 $\mathbf{y}_{x} \ge \mathbf{y}_{o}$ は平均がゼロ、分散が 1 に標準化している。式 (3.16) にある行列は $\mathbf{y}_{xo} = \mathbf{A}_{xo}\mathbf{x}_{xo}$ のように一つの式に表すことができる。ここでは、 $\mathbf{y}_{xo} = (\mathbf{y}_{x}^{T}, \mathbf{y}_{o}^{T})^{T}$ 、 $\mathbf{x}_{xo} = (\mathbf{x}_{x}^{T}, \mathbf{x}_{o}^{T})^{T}$ 、

$$\boldsymbol{A}_{\mathrm{xo}} = \begin{pmatrix} \boldsymbol{A}_{\mathrm{x}} & \boldsymbol{O} \\ \boldsymbol{O} & \boldsymbol{A}_{\mathrm{o}} \end{pmatrix}.$$
(3.17)

である。CS ではフーリエ係数 x_{xo} を式 (3.15) のように次の式で求める。

$$\hat{x}_{xo} = \arg\min_{x_{xo}} ||y_{xo} - A_{xo}x_{xo}||_{2}^{2} + \lambda \sum_{j} \sqrt{a_{j}^{2} + b_{j}^{2} + c_{j}^{2} + d_{j}^{2}}, \quad (3.18)$$

$$\hat{\boldsymbol{x}}_{\mathrm{xo}} = \mathrm{CS}(\boldsymbol{y}_{\mathrm{xo}}), \tag{3.19}$$

ここで入は \hat{x}_{xo} の疎性を決める罰則項である。X 線と可視光の係数をまとめることで、X 線 と可視光において共に小さいパワーを持つフーリエ係数をゼロにすることが可能であり、それ によって共通信号に関係する係数を抽出することができる。まとめられた信号には sin と cos が同時に含まれているので、X 線と可視光で同じ周波数の共通信号を抽出しても、それらの位 相は異なることに注意されたい。以上のように CS では共通信号のタイムラグを解析する。

 λ は k 分割交差検証法を用いて選ぶことが可能である。k 分割交差検証法は、データを k 個 のデータセットに分割し、k – 1 個の訓練用データセットで学習したモデルの残りの検証用 データセットに対する予測精度で、最適なパラメータを求める方法である。予測精度は訓練用 データセットで作成したモデルと検証用データセットとの差分から平均二乗誤差を計算し、そ の値をもとにモデルの評価を行う。本研究では、平均二乗誤差が最小になるような λ を用い る。k = 10 の設定で検証を行う。

周波数 f_j におけるそれぞれの振幅 $Q_{\mathbf{x},j}$ 、 $Q_{\mathbf{o},j}$ と位相 $\phi_{\mathbf{x},j}$ 、 $\phi_{\mathbf{o},j}$ を、X 線データには a_j と b_j 、可視光データには c_j と d_j を用いて次のように求めることができる:

$$Q_{\mathbf{x},j} = \sqrt{a_j^2 + b_j^2}, Q_{\mathbf{o},j} = \sqrt{c_j^2 + d_j^2},$$
(3.20)

12 第3章 方法

$$\phi_{\mathbf{x},j} = 2\pi f_j \Delta t_{\mathbf{x},j} = \arctan\left(b_j/a_j\right),$$

$$\phi_{\mathbf{o},j} = 2\pi f_j \Delta t_{\mathbf{o},j} = \arctan\left(d_j/c_j\right).$$
(3.21)

位相の時間成分から X 線の変動に対する可視光のタイムラグ τ_i は次のように求められる。

$$\tau_j = \begin{cases} \Delta t_{\mathbf{x},j} - \Delta t_{\mathbf{o},j} \ (-T_j/2 \le \Delta t_{\mathbf{x},j} - \Delta t_{\mathbf{o},j} < T_j/2), \\ T_j/2 - (\Delta t_{\mathbf{x},j} - \Delta t_{\mathbf{o},j}) \ (\text{otherwise}), \end{cases}$$
(3.22)

ここで T_j は j 番目のフーリエ係数の周期 $T_j = 1/f_j$ である。 τ_j は $-T_j/2$ と $T_j/2$ の間で定義されていることに注意されたい。

CS の結果はカラーバブルプロットとそのヒストグラムを用いて可視化することが可能であ る。図 3.1 の左に、 $\tau = 5$ を持つ人工データから得られるプロットの例を示す。X 線の人工 データはタイムスケールが5 s、分散が1 の Ornstein-Uhlenbeck 過程から生成した。可視光 の光度曲線は X 線と同じものであるが、5 s のタイムラグを与えている。サンプリング間隔 は1 s である。データ点の数は 100 であり、光度曲線はゼロと単位分散に標準化されている。 カラーバブルプロットでは、バブルはフーリエ成分の特徴を示している。横軸は τ 、縦軸は $Q = \sqrt{Q_x^2 + Q_o^2}$ 、色は周波数、そして大きさは振幅の割合、つまり

$$r = \begin{cases} Q_{\rm x}/Q_{\rm o} & (Q_{\rm x} \le Q_{\rm o}) \\ Q_{\rm o}/Q_{\rm x} & (Q_{\rm x} > Q_{\rm o}). \end{cases}$$
(3.23)

を示している。小さな*r*は片方の光度曲線でのみ高いパワーを持っていること、つまり共通す る信号ではないことを意味している。図 **3**.1 の左のパネルでは、*r*~5に、期待通り、成分の まとまりを確認することができる。

一般的に、*j*番目のフーリエ成分の*τ_j*は周期的な対応成分

$$\tau_j^k = \tau_j + kT_j \ (k = \cdots, -1, 0, +1, \cdots).$$
 (3.24)

を持ち τ_j^k と区別することができない。式 (3.22) において、 $\tau_j \in -T_j/2 \le \tau_j < T_j/2$ の範囲 で定義しているが、真のタイムラグがこの範囲の外側の値をとることはあり得る。図 3.1 の左 のパネルにおいて、タイムラグの不定性と τ の範囲の定義によるフーリエ成分のまとまりを確 認することができる。真のタイムラグである $\tau = 5$ s 周辺のまとまり以外にも、 $\tau \sim 0$ s にも 別のまとまりが存在することを確認でき、タイムラグがゼロの共通信号成分の存在しているよ うに見える。 $\tau \sim 0$ s の成分の振幅は総じて真値付近よりも小さく、高周波数成分で作られて いることが確認できる。図 3.1 の右のパネルには、式 (3.24) で示した T_j の周期的な対応成分 を含めたバブルプロットを示している。この図から高周波成分は $\tau = 5$ s 周辺に対応成分を 持っていることが確認できる。以上のことから、各フーリエ成分が持つ周期的な対応成分のう ちの1つのタイムラグを選び光度曲線を再構築する必要があることがわかる。 $\tau \sim 0$ s のタイ ムラグに興味があるときに、そこには高周波成分によって作られる偽のまとまりが混ざってし まう。このような場合には、付録 A で説明している統計検定によってタイムラグの有意度を 調べることができる。図 3.1 の左のパネルでは、 $\tau \sim -4$ s 付近に別の弱いまとまりを確認す ることができ、真のタイムラグと絶対値は似ているが反対符号を持つ成分である。 $\tau = 0$ s 付 近の高周波の信号と同様に、 $\tau = -4$ s 付近の成分は $\tau = 5$ s 付近にまとまりを持つことが、右 のパネルから確認できる。このように真値の反対にもピークを作ってしまう原因は、 $T_j/2 \sim 5$ sを持つ成分があり、そのような成分の $\tau = +5$ のタイムラグは $\tau = -5$ sのタイムラグとほとんど同じであることを考えれば理解できる。つまり、タイムラグの手がかりは真のタイムラグの反対符号付近にも現れることに注意しなくてはならない。

X 線と可視光の光度曲線が正の相関を持つとして τ_j を計算するが、G08 では負の相関、つ まり反相関成分も報告されている。反相関のタイムラグ τ_j^{anti} は τ_j と周期 T_j を用いて推定す ることが可能である。例えば単一周波数の波において、正の τ_j を伴った順相関は負の τ_j^{anti} を 伴った反相関として解釈できる。つまり、 τ_j を $T_j/2$ だけずらすことで τ_i^{anti} が得られる。

$$\tau_j^{\text{anti}} = \begin{cases} \tau_j - \frac{T_j}{2} & (\tau_j \ge 0) \\ \tau_j + \frac{T_j}{2} & (\tau_j < 0). \end{cases}$$
(3.25)

3.2 短時間共通成分解析

ここでは光度曲線を短いセグメントに分割し、それぞれに対し CS を行う短時間共通成分解 析 (short-time common signal analysis; STCS) の説明をする。STCS は短い時間幅では定常 だが長い期間では非定常な光度曲線を再構成するために必要な解析である。これは音響信号処 理における時間周波数解析と似たような手法である。

m 番目の短いセグメント $y_m(t)$ は全体の光度曲線 y(t) から次のようにして得られる:

$$y_m(t - mS) = w_s(t - mS)y(t),$$
 (3.26)

ここで、S は秒の単位を持つのフレームシフトであり、 $w_s(t)$ は窓巻数である。各セグメント は $mS \leq t < (mS + \ell)$ の時間幅をもち、 ℓ は秒の次元を持つのフレームの長さである。観測 されたデータの場合は、m 番目のセグメントは $y_m = (y_m(t_1 - mS), \cdots, y_m(t_N - mS))$ のよ うに表され、N は各フレーム内のサンプル数である。CS を用いてm 番目のフレームのフー リエ係数 \hat{x}_m を推定する、それはつまり

$$\hat{\boldsymbol{x}}_{\boldsymbol{m}} = \mathrm{CS}(\boldsymbol{y}_{\boldsymbol{m}}). \tag{3.27}$$

であり、この研究では GX 339 – 4 のデータに対し $\ell = 50$ s、S = 1 s、そして N = 1000 を 用いた。フレームの総数は 1200 である ($m = 1, 2, \dots, 1200$)。ハン窓を $w_s(t)$ として用いた。

時系列データのフーリエ解析を行う際に、窓関数をかけずに解析を行うことは矩形窓を使用 することを意味している。フーリエ解析は解析期間が周期的に連続していると仮定する解析な ので、この場合、抜き出した時系列の両端が連続でないことからパワーの漏れが生じてしま う。この問題を軽減するためにガウス窓やハン窓などの両端がゼロになるような窓関数が用い られる。このような理由から、本研究ではよく使われる窓関数であるハン窓を使用する。実際 に使用するハン窓を図 3.2 の左パネルに示す。





図 3.1. CS の結果の例。上:解析した人工データの光度曲線。黄色で示した変動に対して緑で 示した変動は5sだけ遅れている。下左パネル:フーリエ成分のカラーバブルプロット。 横軸はラグ、縦軸は振幅である。バブルの色と大きさは周波数と振幅の割合 r を示して いる (詳細は本文参照)。下右パネル:フーリエ成分のヒストグラム(赤)と各ビンにお ける振幅の和(青)を示している。左と右のパネルはそれぞれ、周期的な対応成分がない 場合とある場合の結果を示している。

3.3 STCS からの光度曲線再構成

逆フーリエ変換を用いて、あるタイムラグを元に共通成分信号の光度曲線を再構成する。そ れぞれのセグメントは

$$\tilde{y}_m(t) = \frac{1}{N} \sum_{k \in K} \hat{x}_{m,k} \exp(2\pi i f_k t)$$
(3.28)

$$= \frac{1}{N} \sum_{k \in K} [a_k \cos(2\pi f_k t) + b_k \sin(2\pi f_k t)], \qquad (3.29)$$



図 3.2. 期間が 50 s のハン窓(左)と三角窓(右)。三角窓は d = 2 を用いている。

のように表され、K はあるタイムラグを示すフーリエ成分の部分集合である。光度曲線は窓 関数 $w_a(t)$ をかけられた全てのセグメントを足し合わせることで再構成され、

$$\hat{y}(t) = \sum_{m} w_a [t - (mS + \ell/2)] \tilde{y}_m(t), \qquad (3.30)$$

であり、 $t - (mS + \ell/2)$ は各セグメントの中心の時間である。 $w_a(t)$ として、図 3.2 の右パネ ルに示すような三角型の窓関数を用いる:

$$w_a(t') = \begin{cases} \frac{4S}{d^2}t' + \frac{2S}{d} & (-d/2 \le t' \le 0) \\ -\frac{4S}{d^2}t' + \frac{2S}{d} & (0 < t' \le d/2) \\ 0 & (\text{otherwise}), \end{cases}$$
(3.31)

ここで、*d* は抽出した光度曲線の長さである。再構成の精度はフレームの端では低いので、 $\hat{y}(t)$ として $\hat{y}_m(t)$ の中心領域しか用いないことにする。つまり、小さい d: d = 2 s を用いる。

第4章

結果

フィルター後の GX 339 – 4 のデータに対して STCS を行う。各フレームのカラーバブル プロットの一例を図 4.1 に示す。これらは t = 615 s から 665 s の間の結果を示したものであ る。左のパネルと右のパネルの横軸はそれぞれ τ^{anti} と τ を示している。この図は高い値を持 つ r、つまり r > 0.8 のみが示されている。G08 は $\tau^{anti} = +1$ s と -4 s の反相関を報告して いる。3.1 節で説明しているように、左のパネルでは高周波成分が $\tau^{anti} \sim 0$ s に集中している ことが確認できる。更に、 τ^{anti} において -3.0 と -2.5 s、-2.0 と -1.5 s、+1.0 s と +2.5 s の間に弱いピークが確認できる。3.1 節で説明したように、これらはひとつのタイムラグに対 応しているかもしれない。サブ秒スケールに関しては、G08 は $\tau = 0.15$ s を報告している。 右のパネルでは、ヒストグラムのピークが $\tau \sim 0.2$ s と -0.1 s に見られる。これらは G08 で 報告されている $\tau = 0.15$ s に対応しているかもしれない。

図 4.2 は STCS によって得られた一時的なタイムラグの変動をタイムラグマップで示して いる。横軸は t、縦軸は $\tau \ge \tau^{anti}$ を表している。色は各ビン内のフーリエ成分の振幅の和 を示しており、バブルプロットの青色のバーに対応している。パネル (a) と (c) はそれぞれ、 $\tau \ge \tau^{anti}$ を示している。秒スケールのタイムラグを強調するために -0.8 から 0.8 s のタイ ムラグは隠している。パネル (c) では、マップ内で明らかな成分のまとまりは見えないが、



図 4.1. t = 615-665のフレームのバブルプロット。左と右の横軸はそれぞれ、 τ^{anti} と τ を示している。



図 4.2. STCS で得られたタイムラグマップ。縦軸は、パネル (a), (b) では τ 、パネル (c)、(d) では τ^{anti} をそれぞれ示している。色は各ビン内の振幅の和を表している。長いタイム ラグの構造を強調するために -0.8から 0.8 s の間の領域は隠している。

 $\tau^{anti} \sim 0.5$ から 2.5 s においては散発的な集まりは確認できる。この範囲は G08 で報告され ている +1 秒だけ X 線が先行する反相関と一致している。G08 で報告されている $\tau^{anti} \sim -4$ s には成分が集中していないことを強調しておく。パネル (b) と (d) はパネル (a) と (c) と同 じであるが、サブ秒のタイムラグを表示している。パネル (b) では、 $\tau = 0.1$ s から 0.3 s の間 に、 $\tau = -0.1$ から -0.3 s の間よりも多くの成分が集まっていることが確認できる。この非 対称な形の分布は G08 で報告されている $\tau = 0.15$ s のタイムラグと一致している。これに対 し、パネル (d) では反対の非対称な形の分布である。これは信号のタイムスケールがタイムラ グのちょうど 2 倍の値を持つとすれば、同じ共通信号成分と解釈できる。

二つの共通信号成分のフーリエ成分を抽出、光度曲線の再構成を行った。はじめに、付録 A で説明している有意度検定を用いて $\tau = +0.1$ s 周辺のフーリエ成分の抽出を行った。検定に は -0.8 から +0.8 s の範囲における τ を用いた。再構成した光度曲線の一部を図 4.3 にオレ ンジ色の曲線で示している。予想していたように、可視光の変動が ~ +0.1 s だけ X 線の変動 に対して遅れていることが確認できる。

次に、 $\tau^{anti} \sim +1$ s の光度曲線を再構成するために $\tau^{anti} = +0.5$ から +2.5 s に含まれる全 ての成分を抽出した。 τ^{anti} 領域に含まれる周期的な対応成分も抽出した。再構成した光度曲 線の一部を図 4.3 に青線で示している。正の τ^{anti} で抽出したが、再構成した光度曲線は X 線 の変動が可視光に対して遅れて正に相関する信号、つまり $\tau \sim -1$ s を持つ信号として解釈で きる。



図 4.3. 再構成された光度曲線。オレンジ、青、グレーの曲線はそれぞれ、 $\tau = +0.1 \text{ s}, \tau^{\text{anti}} = +1 \text{ s},$ フィルター後の光度曲線を示している。上のパネルと下のパネルはそれぞれ、可視光とX線の光度曲線を示している。左のパネルは10 sの短い範囲を示しており、 $\tau = +0.1$ の変動が顕著である。右のパネルは30 sの長い範囲を示しており、 $\tau^{\text{anti}} = +1 \text{ s}$ の変動が顕著である。

つまり、我々の解析によって観測された光度曲線には $\tau \sim +0.1 \text{ s} \geq \tau \sim -1 \text{ s}$ をそれぞれ 持つ二つの共通成分を含んでいることを示している。 $\tau = +0.1 \text{ s}$ の信号成分は X 線の変動が 可視光の変動より先行することを意味しているので、XPS(X-ray preceding signal) と呼ぶ。 同様に、 $\tau = -1 \text{ s}$ の信号を OPS(optical preceding signal) と呼ぶ。

図 4.4 に、XPS と OPS のそれぞれのパワースペクトル (power spectrum density; PSD) をそれぞれ橙線と青線で示している。PSD における、XPS と OPS のピーク周波数はそれ ぞれ ~ 2 Hz と ~ 0.2 Hz である。FIR フィルターが 2 Hz のカットオフ周波数を持つので、 XPS の値は特徴的な周波数の下限値を与えるに過ぎないことを強調しておく。以上のことか ら、XPS と OPS の特徴的なタイムスケールは < 0.5 s と ~ 5 s であることが分かる。

解析した全期間の XPS と OPS の X 線光度曲線を図 4.5 に示している。図には 50 s フレー ムで計算した光度曲線の標準偏差の変動を含めている。XPS の活動的な期間が OPS のそれ と異なっていることが確認でき、OPS の活動的な期間が XPS の活動よりも先行しているよう にも見える。一方で、XPS と OPS の標準偏差のタイムスケールはおよそ 100 s で共通してい る。可視光の光度曲線においても X 線の光度曲線と同様の特徴を示していることを確認した。



図 4.4. XPS と OPS のパワースペクトルがそれぞれ橙と青の曲線で示されている。



図 4.5. XPS と OPS の再構成した光度曲線全体と標準偏差の時間変動。橙線と青線は、それぞれ XPS と OPS の光度曲線と標準偏差を示している。

第5章

議論

5.1 XPS と OPS の相互相関関数

フィルター後の光度曲線の CCF を図 5.1 のパネル (a) に、XPS と OPS の CCF をパネル (b) に示す。タイムラグは X 線の変動に対する可視光変動の遅れとして定義している。XPS の CCF はラグが 0.1 s の位置にピークを確認できる。OPS の CCF はラグが -1 s の位置に ピーク、ラグが 1 s の位置に凹みを確認できる。CPS の CCF はラグが -1 s の位置に ピーク、ラグが 1 s の位置に凹みを確認できる。これらの XPS と OPS における CCF のパ ターンは図 4.3 で示されているように、再構成した光度曲線から予想されうるものである。さ らに、OPS の CCF はラグが -3 s の位置に小さな凹みがあることが確認でき、これは G08 で報告されていた反相関の位置と同じである。XPS の光度曲線を OPS の光度曲線に加える ことで、結合した X 線と可視光の光度曲線を作成した。結合した光度曲線の CCF を図 5.1 の パネル (c) に示す。+0.1 s のピークや +1 s の凹みといったフィルター後の光度曲線の主な特 徴を再現している。さらに、元の CCF は -2 と 0 s の間に比較的高い相関係数を持ち、それ が OPS によって再現できていることがパネル (c) より分かる。以上のことから、本解析では XPS と OPS といった 2 つの順相関信号が反相関のパターンを含めた元の CCF を作ると結論 する。

Gandhi et al. (2010) ではクロススペクトル解析を同じデータに用いている。その結果を図 5.2 に示している。これは上から PSD、コヒーレンス、位相ラグ、タイムラグを示している。 ラグスペクトルにおいて可視光先行する成分が ~ 0.8 から 0.3 Hz に弱いコヒーレンスで存在 することが分かる。おそらくこれは本解析で発見した OPS に対応しており、クロススペクト ル解析は OPS の存在を支持する結果である。

フィルター後の光度曲線と XPS と OPS を結合した CCF における主な違いは、3 s よりも 大きなラグにおいて、パネル (a) では有意に正であるがパネル (c) ではほとんどゼロを取って いることである。このことは観測された光度曲線はここで議論している変動よりも、タイムス ケールやタイムラグが大きな変動を含んでいることを意味している。+1 s における凹みがパ ネル (c) に比べてパネル (a) の方が小さいのは、この系統的に高い相関係数に依るものかもし れない。XPS の CCF によるノイズがその特徴を妨げているようにも見えるが、パネル (b) に 示されているように、-3 s のラグを伴った反相関は OPS によって作られているのかもしれな い。フィルター後の元の光度曲線から共通成分で再構成した光度曲線を引くことで、X 線と可 視光の残差光度曲線を作った。残差光度曲線の CCF をパネル (d) に示す。OPS を引いたこ とによって、パネル (d) では +1 s の凹みが消えている。パネル (d) において、-3 s における 負の相関と +0.15 s における XPS のピークは完全に消えてない。このような残差の相関は、 我々の解析では XPS と OPS の振幅を過小評価していることを意味している。

5.2 OPS の物理解釈

これまでの研究では、観測された X 線と可視光の光度曲線には反相関変動が含まれている と考えられている。この複雑な CCF の形は ~ 0 s のラグを持つ幅広い反相関成分と数サブ秒 の正の順相関成分の 2 つの成分によって解釈されている (Gandhi et al., 2008; Durant et al., 2011)。反相関に関してはこれまで、主に 2 つの説明がなされている (e.g., Uttley, Casella, 2014)。Veledina et al. (2011) では、可視光は移流優勢高温降着流 (ADAF) からのシンクロ トロン放射であり、シンクロトロン放射の逆コンプトン散乱によって X 線が放射されている と説明している。このシナリオによると、可視光の遅れはシンクロトロン自己吸収によるもの だと解釈している (Veledina et al., 2017)。一方で Malzac et al. (2004) では X 線と可視光放 射で同じエネルギー供給源を共有しており、それが反相関を引き起こすと説明している。この 説明では、X 線は降着円盤上のコロナからの放射で可視光はジェットからの放射であるとし ている。降着ガスが内側の領域に落ちこみ、ジェットにエネルギーが伝搬することで可視光フ ラックスが増光する。

本解析では、反相関ではなく ~ 0.1 s の可視光ラグ (XPS) と ~ 1 s の X 線ラグ (OPS) の存 在を示唆している。Gandhi et al. (2017) では、V404 Cyg の可視光変動は ~ 0.1 s だけ X 線 の変動に対して遅れていることを報告している。この論文では可視光はジェットからの放射、 その遅れはジェットの根元から可視光放射領域までの距離で説明されている。この描像は図 5.3 にオレンジ矢印で示している。GX 339 – 4 における XPS の特徴は V 404 Cyg の短時間 変動と類似しており、おそらく同じ性質に依るものであると予想できる。ここでは、OPS に 注目する。図 4.5 に示されているように、XPS と OPS の活動期間が異なることから OPS と XPS の起源は異なることが示唆される。

まず初めに、ハード状態の典型的な状況、つまり可視光放射が標準円盤からの熱的放射であ り、X 線放射が ADAF からの放射である状況を考察する。この描像の図 5.3 に緑矢印で示し ている。5 s のタイムスケールが標準円盤の力学的タイムスケール $t_{\rm dyn} = 2\pi r^{2/3}\sqrt{GM}$ に対 応するならば、可視光源と $M = 6M_{\odot}$ を持つ中心の BH との距離は $r \sim 10^3 R_{\rm s}$ (ここでシュ ワルツシルト半径は $R_{\rm s} = GM/c^2$)に対応する (Hynes et al., 2003)。この距離は ADAF の 上限を与えることになる。この場合、1 s のタイムラグは ADAF の可視光源の自由落下時間で 説明できそうである。円盤のトランケートされた半径は理論的に $10^2 R_{\rm s}$ から $10^4 R_{\rm s}$ の間であ ると予想されており (Esin et al., 1997)、これは上記のシナリオと無矛盾である。しかし、可 視光領域では円盤外側 (~ $10^5 R_{\rm s}$)の熱的放射が支配的なので、このような内側で小さな放射 源を観測することは難しいことが予想される。



図 5.1. (a) フィルター後の光度曲線の CCF。(b) XPS(橙) と OPS(青) の再構成した光度曲線 の CCF。(c) XPS と OPS を結合した光度曲線の CCF (d) 残差光度曲線の CCF



図 5.2. X 線と可視光のクロススペクトルの成分 (Gandhi et al., 2010)。上からパワースペク トル、コヒーレンス、位相ラグ、タイムラグを示している。パワースペクトルにおいて、 X 線と可視光をそれぞれ黒とオレンジで示している。下 3 つのパネルにおいて、赤緑青 はそれぞれ Night 1、 Night 2、Night 3 を示しており、タイムラグの白抜きはマイナ スの値を示している。

次に、可視光が内側へ向かう降着流からのシンクロトロン放射である状況を考えていく。こ れは図 5.3 に青矢印で示している。強いシンクロトロン放射は磁場優勢降着流 (MDAF) から の放射であることが予想され、磁気リコネクションによって電子が加速されうる。(Dal Pino et al., 2010; Khiali et al., 2015). しかしこのシナリオでは X 線タイムラグの説明は難しい。 X 線放射は、可視光源から遠くに位置するコロナで、シンクロトロン放射の逆コンプトンに よって放射されるかもしれない。上述した力学的タイムスケールと同じ計算で可視光源の位置 は推定することができ、その値は~10³R_sである。1 s のタイムラグは、光子の移動時間で考

24 第5章 議論



図 5.3. 解析結果から考えられる物理描像。オレンジ矢印は XPS が示唆する X 線から可視光へ 変動が伝搬する場合の描像を示しており、BH 近傍で X 線、ジェット下流で可視光が放 射される状況を表している。緑色と青色の矢印は OPS が示唆する可視光から X 線へ変 動が伝搬する場合の描像を示している。緑色では標準円盤で可視光、ADAF で X 線が 放射される状況を表し、青色では MDAF から可視光、円盤上のコロナで X 線が放射さ れる状況を表している。

えると、 $\sim 10^4 R_{
m s}$ に対応する。しかし、それらは予想される MDAF と高温コロナのサイズよりもかなり大きいものになってしまう ($\lesssim 10 R_{
m s}$)。

第6章

まとめ

この研究では異なる波長の2つの光度曲線の信号伝搬についての研究を行った。具体的には GX 339-4のX線と可視光の光度曲線から共通信号成分の抽出を行った。提案手法は短時間 フーリエ解析を元にしており、ノイズを含むデータから共通信号成分を効率的に抽出するため に、パワースペクトルに疎性を仮定している。研究では2つの共通信号を検出し、1つは0.15 sの可視光ラグを伴った順相関、もう1つは1sの可視光ラグを伴った反相関である。再構成 した光度曲線から、反相関成分は1sのX線タイムラグを伴った順相関を示していることを 発見した。つまり解析結果は、データには2つの順相関成分(XPS と OPS)が含まれており、 実際に XPS と OPS を結合した光度曲線の CCF は観測されたデータを再現できていること を示している。OPS が短いタイムスケールで大きな変動を示すことは可視光源は熱円盤では なく、むしろ内側の MDAF であることを示唆している。

参考文献

- Abramowicz, M. A., Chen, X., Kato, S., Lasota, J.-P., & Regev, O. 1994, arXiv preprint astro-ph/9409018
- Casella, P., Maccarone, T., O'Brien, K., Fender, R., Russell, D., Van Der Klis, M., Pe'Er, A., Maitra, D., et al. 2010, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters, 404, L21
- Dal Pino, E. d. G., Piovezan, P., & Kadowaki, L. 2010, Astronomy & Astrophysics, 518, A5
- Done, C., Gierliński, M., & Kubota, A. 2007, The Astronomy and Astrophysics Review, 15, 1
- Durant, M., Gandhi, P., Shahbaz, T., Fabian, A. P., Miller, J., Dhillon, V., & Marsh, T. R. 2008, The Astrophysical Journal Letters, 682, L45
- Durant, M., Shahbaz, T., Gandhi, P., Cornelisse, R., Munoz-Darias, T., Casares, J., Dhillon, V., Marsh, T., et al. 2011, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 410, 2329
- Esin, A. A., McClintock, J. E., & Narayan, R. 1997, The Astrophysical Journal, 489, 865
- Fender, R. P., Belloni, T. M., & Gallo, E. 2004, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 355, 1105
- Gandhi, P., Bachetti, M., Dhillon, V. S., Fender, R. P., Hardy, L. K., Harrison, F. A., Littlefair, S. P., Malzac, J., et al. 2017, Nature Astronomy, 1, 859
- Gandhi, P., Dhillon, V. S., Durant, M., Fabian, A. C., Kubota, A., Makishima, K., Malzac, J., Marsh, T. R., et al. 2010, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 407, 2166–2192
- Gandhi, P., Makishima, K., Durant, M., Fabian, A., Dhillon, V., Marsh, T., Miller, J., Shahbaz, T., & Spruit, H. 2008, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters, 390, L29
- Heida, M., Jonker, P., Torres, M., & Chiavassa, A. 2017, The Astrophysical Journal, 846, 132
- Hynes, R., Brien, K. O., Mullally, F., & Ashcraft, T. 2009, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 399, 281

- Hynes, R. I., Steeghs, D., Casares, J., Charles, P., & O'Brien, K. 2003, The Astrophysical Journal Letters, 583, L95
- Kanbach, G., Straubmeier, C., Spruit, H., & Belloni, T. 2001, Nature, 414, 180
- Kato, T. & Uemura, M. 2012, Publications of the Astronomical Society of Japan, 64
- Khiali, B., de Gouveia Dal Pino, E. d., & del Valle, M. V. 2015, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 449, 34
- Malzac, J., Merloni, A., & Fabian, A. C. 2004, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 351, 253
- Mirabel, I., Dhawan, V., Chaty, S., Rodriguez, L., Marti, J., Robinson, C., Swank, J., & Geballe, T. 1997, arXiv preprint astro-ph/9711097
- Mirabel, I., Rodriguez, L., Cordier, B., Paul, J., & Lebrun, F. 1992, Nature, 358, 215
- Motch, C., Ricketts, M., Page, C., Ilovaisky, S., & Chevalier, C. 1983, Astronomy and Astrophysics, 119, 171
- Narayan, R. & Yi, I. 1994, arXiv preprint astro-ph/9403052
- Paice, J., Gandhi, P., Shahbaz, T., Uttley, P., Arzoumanian, Z., Charles, P., Dhillon, V., Gendreau, K., et al. 2019, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters, 490, L62
- Remillard, R. A. & McClintock, J. E. 2006, Annu. Rev. Astron. Astrophys., 44, 49
- Shakura, N. I. & Sunyaev, R. A. 1973, Astronomy and Astrophysics, 24, 337
- Uttley, P. & Casella, P. 2014, Space Science Reviews, 183, 453
- Veledina, A., Gandhi, P., Hynes, R., Kajava, J. J., Tsygankov, S. S., Revnivtsev, M. G., Durant, M., & Poutanen, J. 2017, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 470, 48
- Veledina, A., Poutanen, J., & Vurm, I. 2011, The Astrophysical Journal Letters, 737, L17
- Veledina, A., Revnivtsev, M. G., Durant, M., Gandhi, P., & Poutanen, J. 2015, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 454, 2855
- Yuan, M. & Lin, Y. 2006, Journal of the Royal Statistical Society: Series B (Statistical Methodology), 68, 49

付録 A

フーリエ成分のまとまりに対する有 意度検定

3.1 節で説明しているように、CS 解析は $\tau = 0$ s 周辺で高周波成分による偽のまとまりを 作ってしまう。 $\tau \sim 0$ s 周辺の共通信号のフーリエ成分を抜き出すために有意度検定を用いる。 CS 解析によって選ばれているフーリエ成分は完全に無相関な信号であることを検定の帰無仮 説とする。言い換えると、 $-\pi \ge \pi$ の間で位相ラグはランダムに選ばれているということであ る。各タイムラグのビンにおける成分数の分布は、成分の位相ラグをリサンプリングすること によって得ることができる。3.1 節で説明されている人工データを用いた、 $\tau = 1$ から 2 s に おける成分数のリサンプリング分布を図 A.1 の左に示す。赤線で示されている観測された成 分数は分布のほぼピークに位置していることが確認でき、これは帰無仮説を棄却できないこと を意味している。この人工データの場合、成分数が 14 よりも大きければ 95% の有意水準で 帰無仮説を棄却することができる。図 A.1 の右に、成分数のヒストグラムと各ラグのビンにお ける 95% の有意水準をダッシュ線で示している。95% の有意水準で $\tau \sim 5$ の成分のまとま りが有意であると結論づけることができる。各タイムラグのビンにおける成分数が少ない時に は検定の信頼性が下がることに注意されたい。

28



図 A.1. 信頼度検定の例。データは 3.1 節で使用した、真のタイムラグが $\tau = 5 \text{ s}$ の人工デー タと同じである。左: $\tau = 1$ から2sにおける成分数のリサンプリング分布。赤いダッ シュ線は観測された成分数を示している。右:成分のヒストグラムであり、図 3.1 の左 における赤色のビンと同じである。青線は 95% の有意水準を示している。



本研究は Poshak Gandhi 氏が提供してくれたデータを用いて解析を行いました。非常に感謝してます。また指導教官である植村先生からは非常に多くのことを学ばせていただきました。本当にありがとうございました。