

CYGNUS X-1 よりの X 線の時間変動*

— 硬い X 線の時間変動の遅れ —

宮本 重徳**・北本 俊二**

(1989 年 1 月 10 日受理)

Time Variation of the X-rays from Cygnus X-1 (Hard X-ray Time Lag)

By

Sigenori MIYAMOTO and Shunji KITAMOTO

Abstract: Cygnus X-1 has long been known as a the black hole candidate, whose X-ray flux shows rapid variability on many time scales. Its X-rays have long been considered to be due to inverse Compton scattering of low energy photons by a high temperature plasma cloud of $10^8 \sim 10^9$ K situated near the black hole. In this case, time variations of high energy X-rays are expected to be delayed with respect to those of lower energy X-rays. Complex cross spectrum analysis of Cygnus X-1 data taken with the large area proportional counters (LAC) onboard Ginga revealed that the time delay of the high energy X-rays with respect to the lower energy X-rays increases from about 2 msec to several sec for periods from 0.1 sec to 300 sec. This result is inconsistent with the inverse Compton scattering model of Cygnus X-1. The time lag is different in its sign from those in the low mass (QPO) X-ray stars which contain neutron stars. This seems to be explained by the fact that the X-ray emitting plasma is heating up near the black hole and disappears suddenly into the

* 宇宙研特別事業費による研究論文.

** 大阪大学理学部.

black hole. The phase lag always showed similar time behavior even if the energy ranges and observing times were different, and its characteristic time constants were about 0.1 sec, 3 sec and 10 sec.

要 旨

白鳥座 X-1 (Cygnus X-1) は、ブラックホール候補と考えられている。その一つの特徴は、X線の強度がいろいろな時間尺度で非常に激しく変動していることである。これまで、観測されるX線は低エネルギーの光子がブラックホールの近くにある高温（約1億度から10億度）のプラズマで逆コンプトン散乱されてできたものであると、考えられてきた。その場合、高エネルギー側のX線の時間変動は、低エネルギー側のそれに比べて、遅れが生じると期待される。我々は、『ぎんが』に搭載された大面積比例計数管 (LAC) により白鳥座 X-1 を観測し、その時系列データをクロス スペクトルの方法で解析を行った。その結果、高エネルギー側のX線は、低エネルギー側のX線に比べて遅れており、その遅れの時間は、0.1秒周期の周波数成分における約2ミリ秒から、300秒周期の周波数成分における数秒までほぼ直線的に増加していることをつきとめた。この時間の遅れの周波数依存性は、逆コンプトン散乱のモデルとは矛盾するものである。白鳥座 X-1 では、高エネルギー側のX線に遅れが見られるが、準周期的振動 (QPO) を示す低質量X線連星系 (中性子星を含む) で観測される低周波雑音 (LFN) では、低エネルギー側のX線に遅れが見られる。この違いは、白鳥座 X-1 は、ブラックホールを含むため、X線を放射しているプラズマが、ブラックホールに落ちるにつれて高温になり、やがてブラックホールに落ちて消えてしまうという描像で説明されるかも知れない。また、我々は白鳥座 X-1 の観測時期、エネルギーバンドにかかわらず、時間の遅れは0.1秒、3秒、10秒に特徴的構造がある事を発見した。

第1章 序 論

Cygnus X-1 は宇宙 X 線源の内では最も古くからブラックホール候補と考えられてきた。その根拠は X 線を出している天体の質量が少なくとも $3 M_{\odot}$ 以上 (多分 $8-14 M_{\odot}$) である事に依っている。(例えば, Oda(1977)参照)

又この X 線源は大変激しい時間変動を示すことが知られており、この時間変化の理由を知り、ブラックホールとしての明確な特性を知るために、多くの人により観測され解析されてきた。その結果、この X 線源は以下の様な特性を持つことが明らかになった (例えば Oda(1977)及び Liang and Nolan (1984)参照)。

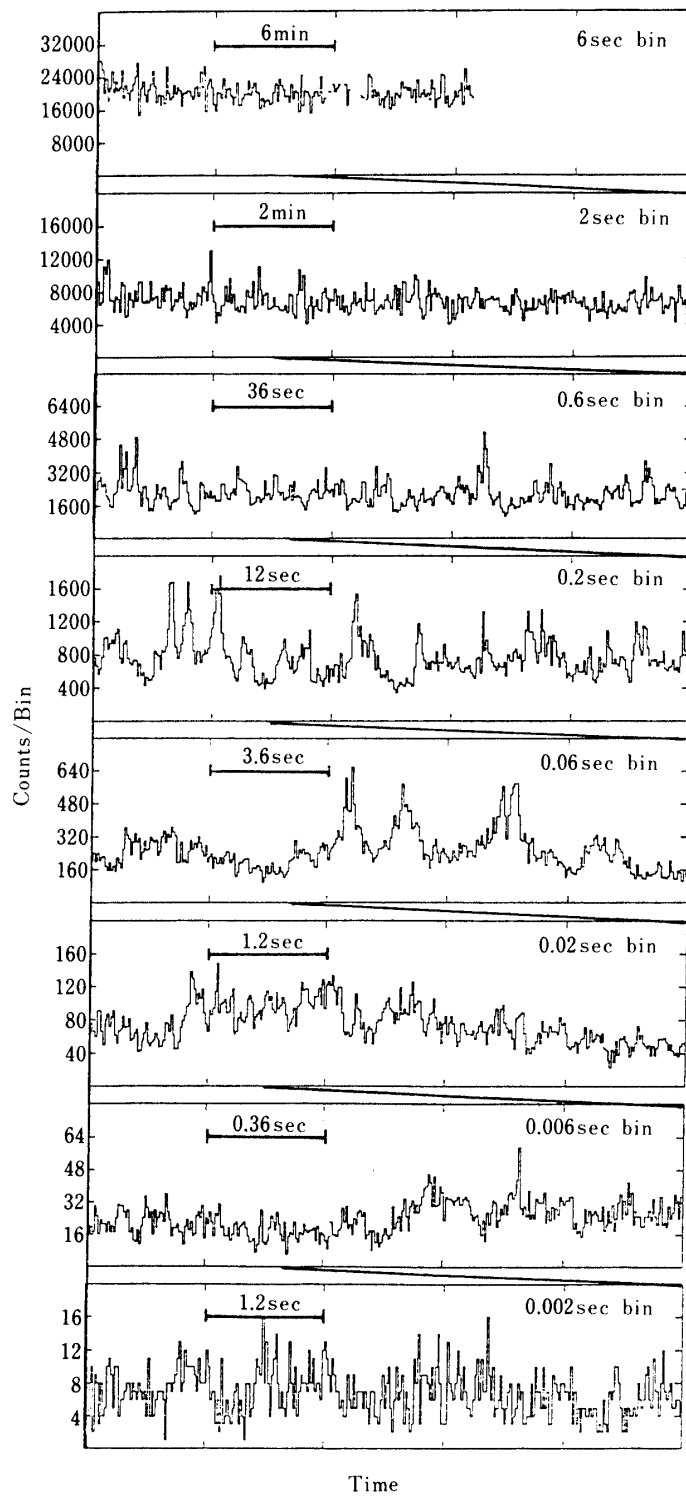


図1 Cyg X-1 よりの X線の時間変動

- 1) Cygnus X-1には、2つの状態 (high stateとlow state) があり、X線強度の大きい high state では、そのスペクトルが軟らかく、X線強度の小さい low state では、そのスペクトルが硬い。又、両状態に共通してX線の hard 成分が存在する。
- 2) X線のエネルギースペクトルは、10-100 keV ではエネルギー index が 0.5 ± 0.2 の power law で表され、これより低いエネルギーではその state によりスペクトルの形が大きく異なっている。
- 3) X線のエネルギースペクトルは、100 keV 以上でその index が変化しておりその強度が低い方へ折れ曲がっている。このスペクトルの変化は逆コンプトン (inverse Compton) 散乱モデル (Sunyaev and Trumper (1979)) で旨く説明できる。
- 4) X線強度の時間変化のパワースペクトルは、周波数について-1.0 から-1.2 のべき関数で表される。(Nolan et al. (1981))
- 5) 硬いX線の時間変動は、より軟らかいX線の時間変動と比べ、数マイクロ秒から数10マイクロ秒程度遅れている。(後述表3参照)
- 6) X線の variability coefficient の解析より、10 msec 以下では10 keV 以上のエネルギーのX線の時間変化がより低いエネルギーのX線の時間変化より大きい。(Ogawara et al. (1977))

既に5)で述べたように、X線のエネルギースペクトルが逆コンプトン効果のモデルで説明でき、硬いX線の時間変動が、より軟らかいX線の時間変動と比べ数マイクロ秒程度遅れていることは、逆コンプトン効果のモデル (Sunyaev and Trumper (1979)) より期待される値と良く合致させることが出来る。

我々は、この時間変動の遅れの詳細が果して逆コンプトン効果のモデルが予言するものに合致するかどうかを、クロススペクトルの方法により“銀河”の観測データを用いて調べた。その結果、時間変動の遅れの詳細は逆コンプトンモデルの予言とは一致しないことを見出した。

又、Cyg X-1よりのX線の時間変動は図1に示す様に、ファクター100位時間ビンを変えてその light curve を描いても、その形は大変良く似ており、ほぼ similarity law が成立しているようであるが、我々はこの similarity law がX線時間変動の遅れをも含んでほぼ成立している事を確認した。

この研究に用いた“銀河”の観測データは、1987年8月5日にPCモードで、8月6日から8日にMPC-3モードで観測したものである。観測モード、時間分解能、及び、エネルギーチャンネルを表1に、又それらの観測期間における Cygnus X-1 の特性を表2に示す。

第2章 硬X線時間変動のクロススペクトルと時間遅れの観測

Cygnus X-1よりの硬X線の時間変動の遅れは、これまでクロス コリレーション法により調べられてきた。これまでの結果を表3にまとめる。このうち Page 達は、3-5 keV 以上のX線の時間変動が、それ以下のエネルギーのX線の時間変動と比べ6~7ミリ秒程度遅れていると結論している。この時間遅れは逆コンプトン効果による CygX-1 のX線のエ

表1

| 観測モード | PC | MPC-3 |
|--------|-------------------------|--------------------------------|
| 時間分解能 | エネルギーチャンネル | 時間分解能 エネルギーチャンネル |
| 1 msec | 1.2-5.7, 5.7-24.4 keV | 8 msec(H) 1.2-37.1 keV 12チャンネル |
| 2 msec | 1.2-15.8, 15.8-24.4 keV | 625 msec(m) |

表2 各観測期間における CygX-1 の特性

| 観測期間 (1987年) | 観測時間 秒 | モード | ビット レート | LAC カウント | エネルギー index | コメント |
|---------------------|-----------|------|------------|-------------|----------------|-----------|
| 8/5 13:26-8/5 18:31 | 8376 | PC | H | | | |
| 8/6 11:79-8/6 18:47 | 10956 | MPC3 | H | 3691 | 1.55±0.01 | 僅かにdipを含む |
| 8/6 19:44-8/7 7:8 | 16160 | MPC3 | M | 4198 | 1.56±0.01 | 僅かにdipを含む |
| 8/7 10:16-8/7 17:13 | 9912 | MPC3 | H | 3230 | 1.51±0.02 | dip多し |
| 8/7 18:12-8/8 8:53 | 16384 | MPC3 | M | 3783 | 1.50±0.02 | dip多し |
| 8/8 10:22-8/8 12:4 | 2457 | MPC3 | H | 3425 | 1.52±0.02 | dip多し |

表3 クロスコリレーション法による硬いX線の時間変動の遅れのこれまでの観測結果のまとめ

Priedhorsky (Ap. J. 233 350 (1979)) Low state

1973 Oct. 1.5-3.0 keV vs. 12-42 keV; hard lag, 22±18 msec

1974 Oct.

1976 May. 0.5-1.5 keV vs. 3.0-20 keV; ?

Nolan et al. (Ap. J. 246 499 (1981)) Low state

1978 Nov. 4 11-31 keV vs. 31-137 keV; hard lag, a few 10 msec.

Page et al. Space Science Rev. 30 369 (1981) High state

1-3 keV vs. 3-40 keV; hard lag, 7.5 msec.

Page (Space Science Rev. 40 387 (1985)) Low state

2-5 keV vs. 5-14 keV; hard lag, 6 msec.

エネルギースペクトルの説明の Sunyaev と Trumper 達のモデル (30 keV 位の温度の厚さにして5トムソン散乱長程度の熱いプラズマによりX線がつくられているというモデル) とはプラズマの大きさを 10^8 cm 程度とすれば旨く合致させる事ができる。

我々はこの変動の時間遅れの解析にクロス スペクトルの方法を用いた。このクロス

スペクトル $S_{xy}(\omega)$ とこれまで用いられてきたクロス コリレーション $C_{xy}(\tau)$ とは、次の式、

$$S_{xy}(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int C_{xy}(\tau) e^{-i\omega\tau} d\tau \quad (1)$$

で表されるようにフーリエ変換により関係付けられ、従って相互に同じ物理内容を表現するものであるが、以下で判る様に、クロス スペクトルの方が、物理的内容を数値としてより直接的に表現できる点で優れていると言える。

以下にクロス スペクトル法に用いた数式をまとめた。

$$X(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int x(E1, t) e^{-i\omega t} dt \quad (2)$$

$$Y(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int y(E2, t) e^{-i\omega t} dt \quad (3)$$

$$S_{xy}(\omega) = \lim_{T \rightarrow \infty} \left\langle \frac{2\pi X^*(\omega) Y(\omega)}{T} \right\rangle \quad (4)$$

$$S_{xy}(\omega) = K_{xy}(\omega) - iQ_{xy}(\omega) \quad (5)$$

$$\text{Coherence} = \frac{|S_{xy}(\omega)|}{\sqrt{\{(S_{xx}(\omega) - p_x)(S_{yy}(\omega) - p_y)\}}} \quad (6)$$

$$\text{Phase } \theta_{xy}(\omega) = \tan^{-1} \frac{Q_{xy}(\omega)}{K_{xy}(\omega)} \quad (7)$$

$$\text{Time lag} = \frac{\theta_{xy}(\omega)}{\omega} \quad (8)$$

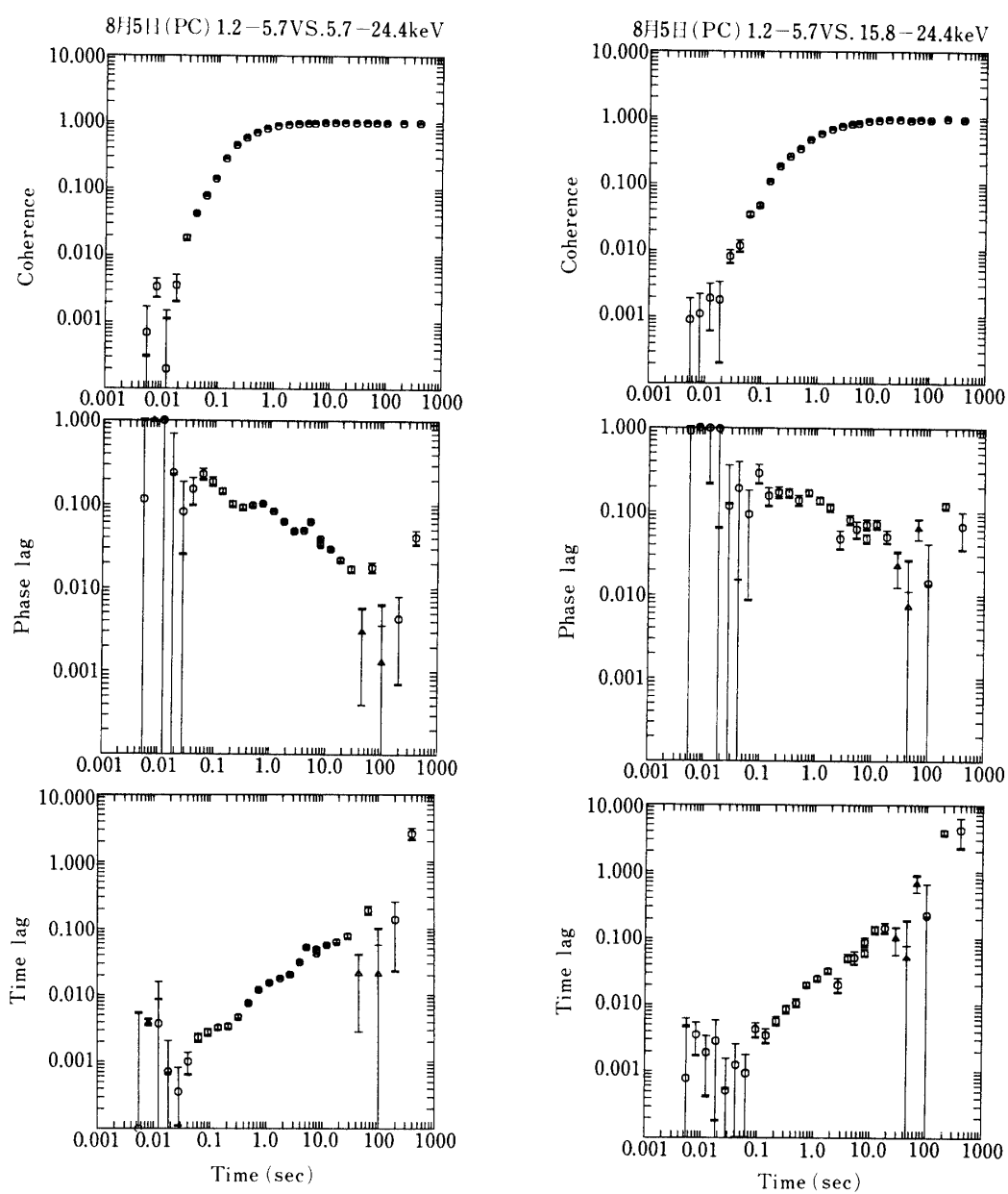
まず、2種類のエネルギー領域の異なったX線の計数 $x(E1, t)$, $y(E2, t)$ の複素フーリエ成分を(2)(3)式を用いて求め、これらの間のクロス スペクトル(4)を求め、これより(5)(6)(7)(8)式を用いて、コヒーレンス、位相の遅れ、時間の遅れを求めた。但し、コヒーレンスの計算には統計的なふらつきの効果(p_x , p_y)を補正した。この結果の例を、図2、図3と図4に示す。

この解析の結果を比較検討すると、以下の事実が明らかになった。

(1) コヒーレンスの値は、8月5日より8月6日まではフーリエ周期が1秒より長い領域では1に近い。そしてフーリエ周期が長い程コヒーレンスの値は1に近い。それにもかかわらず(4)で述べる様に、数十秒より長いフーリエ周期で、位相の遅れの値は誤差の大きさ以上にバラついている。この理由は明らかでない。

8月7日-8月8日のコヒーレンスでは、2-4.6 keV の関係するコヒーレンスは数十秒以上でコヒーレンスの値が1より小さい。これはこの期間に観測されるX線強度の dip の影響を示していると考えられる。

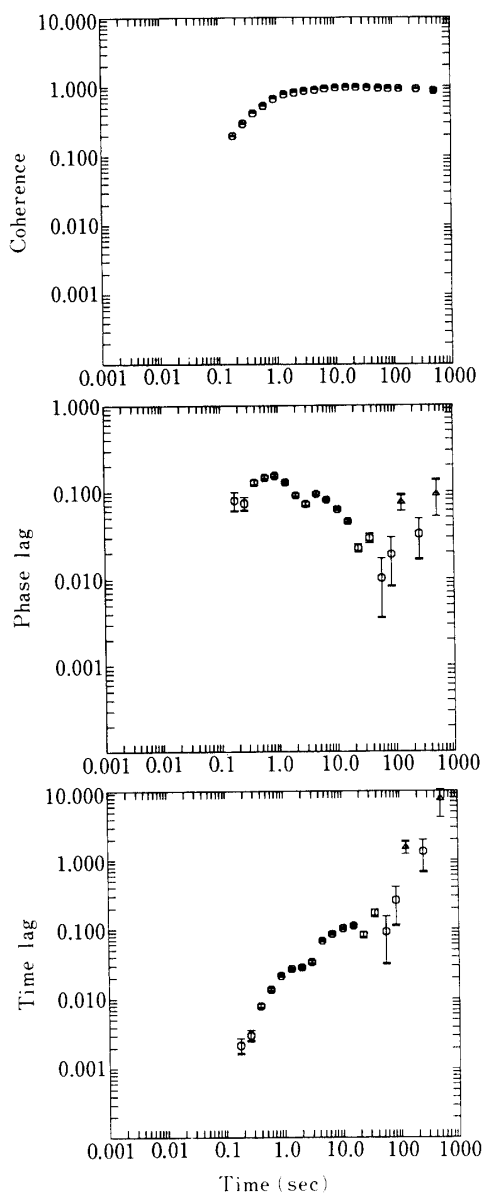
(2) MPC-3(8/6)(8/6-8/7)(8/7-8/8)((8/6)とは8月6日のデータである事を示す。



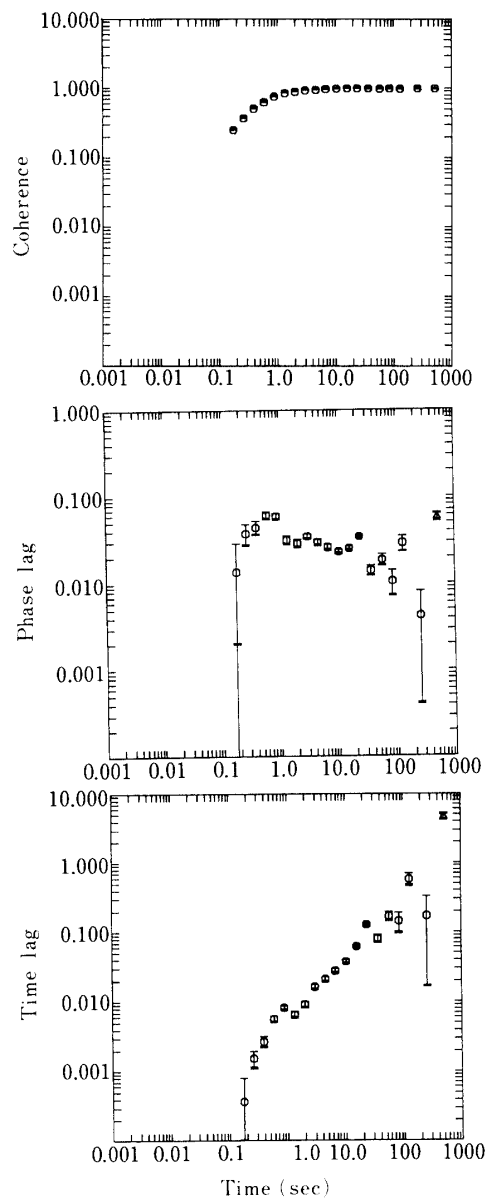
a) (8/5 13:26-8/5 18:31 1.2-5.7 keV vs. 5.7-24.4 keV) b) (8/5 13:26-8/5 18:31 1.2-5.7 keV vs. 15.8-24.4 keV)

図2 コヒーレンス, 時間変動の位相の遅れ, 時間遅れ. Δ は負の値である.

8月6日~8月7日(MPC-3) 1.2-4.6VS.13.9-37.1keV

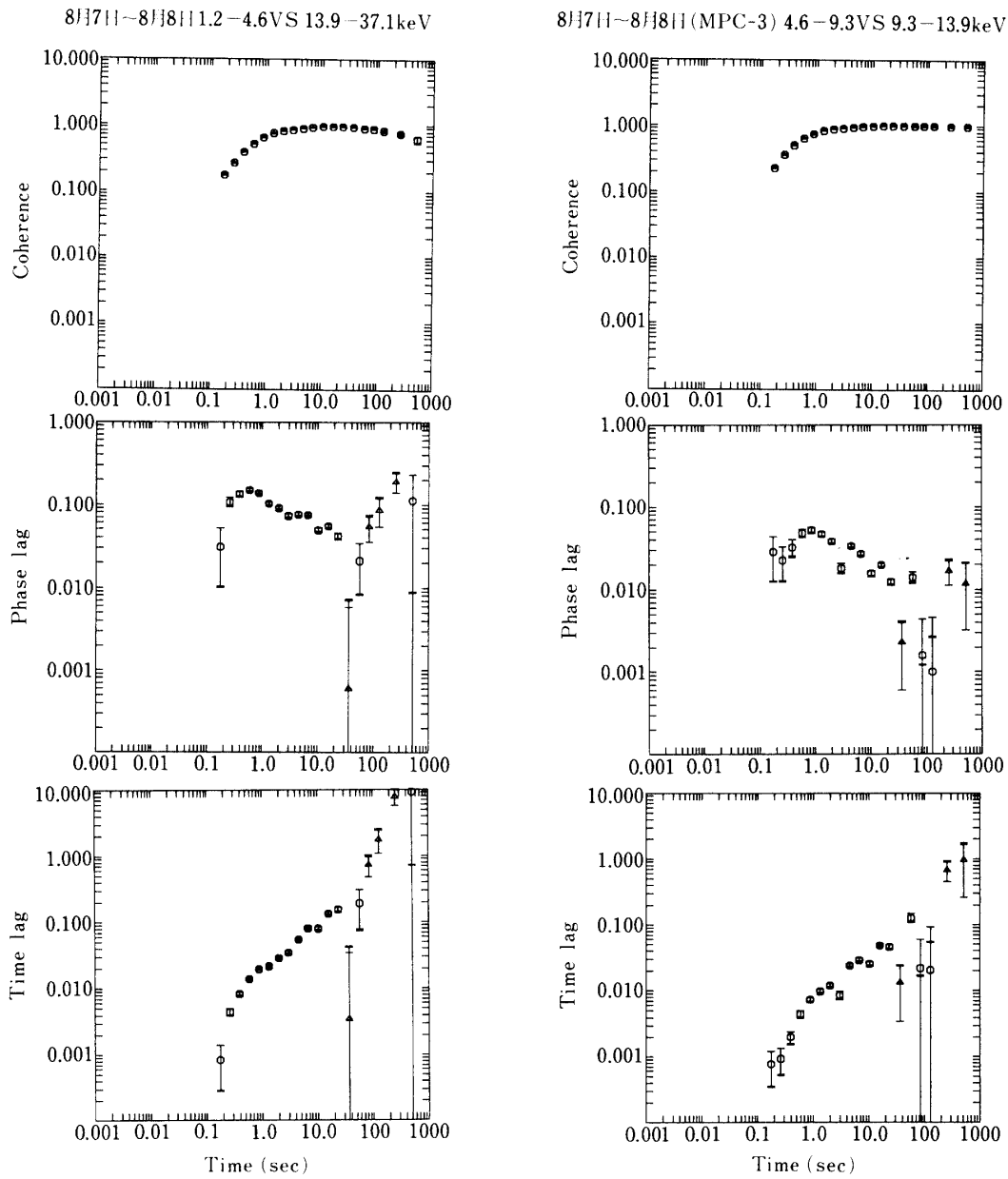


8月6日~8月7日(MPC3) 4.6-9.3 VS9.3-13.9keV



a) (8/6 19:44-8/7 13:35 1.2-4.6 keV vs. 13.9-37.1 keV) b) (8/6 19:44-8/7 13:35 4.6-9.3 keV vs. 9.3-13.9 keV)

図3 コヒーレンス, 時間変動の位相の遅れ, 時間遅れ. Δ は負の値である.



a) (8/7 14:00-8/8 12:04 1.2-4.6 keV vs. 13.9-37.1 keV) b) (8/7 14:00-8/8 12:04 4.6-9.3 keV vs. 9.3-13.9 keV)

図4 コヒーレンス, 時間変動の位相の遅れ, 時間遅れ. Δ は負の値である.

以下同様.)のデータを(2.0-4.6 keV); (4.6-9.3 keV); (9.3-13.9 keV); (13.9-37.1 keV)のエネルギーチャンネルに分けこれらの相互間のコヒーレンスの値が大きいものの順に並べると,

- 1) (2.0-4.6 keV); (4.6-9.3 keV).
- 2) (4.6-9.3 keV); (9.3-13.9 keV).
- 3) (2.0-4.6 keV); (9.3-13.9 keV).
- 3) (4.6-9.3 keV); (13.9-37.1 keV).
- 4) (2.0-4.6 keV); (13.9-37.1 keV).
- 5) (9.3-13.9 keV); (13.9-37.1 keV).

である。この順序は上記の全ての観測に共通である。ただし、(3)が2つあるのは殆ど差がないことを示す。但し8月7日-8月8日の2.0-4.6 keVの関係するコヒーレンスでは(1)で述べたように、10秒以上でのコヒーレンスの値が1より小さくなるのはdipの影響であるので無視した。特に注意すべきは、5)の(9.3-13.9 keV); (13.9-37.1 keV)の隣合わせのコヒーレンスが最も悪いことである。原因としては統計的なふらつきの補正がまだ充分でないことであるかもしれない。または、これが実際の現象を反映しているのかもしれない。

(3) 位相の遅れは0.001秒から1000秒のフーリエ周期の領域で0.1ラジアンオーダーである。これは図1に示したようなX線強度の時間変化のみならず、エネルギーの異なったX線強度の時間変化の位相をも含めて、similarity lawがほぼ成立している事を示している。

(4) PCモード(8月5日)で(1.2-5.7 keV)対(5.7-24.4 keV)の位相の遅れと(1.2-5.7 keV)対(15.8-24.4 keV)の位相の遅れを調べると、

a) フーリエ周期が0.1秒から20秒迄の間の(1.2-5.7 keV)対(5.7-24.4 keV)の硬X線の時間変化の位相の遅れは、0から0.1ラジアンである。このフーリエ周期の領域での位相の遅れの変化は、上記2対は互いに大変良く似ており、それらの位相の遅れは、エネルギー差の大きい方の遅れが、小さい方のその約1.5倍である。

b) フーリエ周期が、0.8秒から3秒までの位相の遅れは、周波数の0.5乗のべき関数でほぼ表すことが出来る。

c) フーリエ周期が0.1秒以下及び20秒以上の所では、位相の遅れは一定でなく時間的に変動をしている様である。また軟X線の時間変化が硬X線のそれより遅れることがある。

(5) MPC-3モード(8月6日)のデータの位相の遅れは、

a) 図5に示す様にそのフーリエ周期が0.06秒から2.8秒の間と6.4秒から12.8秒の間は、ほぼ $\ln(E2/E1)$ に比例して硬X線が遅れる。

b) フーリエ周期が、0.8秒から3秒までの位相の遅れは、周波数の0.5乗のべき関数でほぼ表すことが出来る。この事はフーリエ周期の領域は少し異なるがPCモードのデータ(5日のデータ)と共通である。

c) フーリエ周期が0.1秒以下及び10秒以上の所では、位相の遅れは一定でなく時間

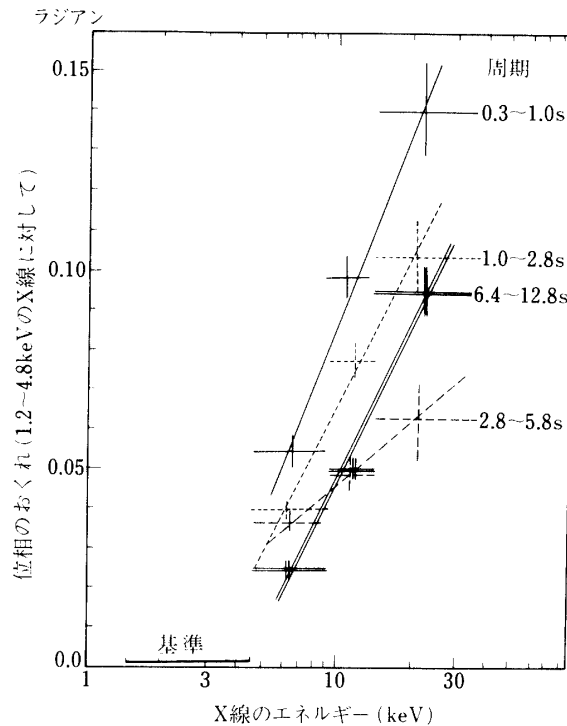


図5 8月6日(MPC3)のデータでの位相の遅れのエネルギーdependence

的に変動をしている様である。

d) (1.2-4.6 keV)対(9.3-13.9 keV)の硬X線の位相遅れは0.05-20秒のフーリエ周期の領域で0から0.1ラジアンである。この変化はPCモードのほぼ同じエネルギー領域間の時間遅れに大変良く似ている。

(6) 8月6日-8月8日のMPC-3モードのデータの位相の遅れを比較すると、8月6日で観測された結果と大変よく似ており以下の事が明らかになった。

a) 0.2秒から10秒の範囲で位相の遅れは、異なった日時のデータでも異なったエネルギー対でも、大変良く似た変化を示す。それは図2-図4に示す様に大小二つの山より成り、大部分のものが3秒付近で谷を持っている。

b) 位相の遅れとフーリエ周期との関係は(5)a)で述べたと同じ $\ln(E_2/E_1)$ で表される。

従ってこれらはCygX-1よりのX線の時間変動に広く共通している特性であると考えられる。

(7) 時間遅れは上記位相の遅れの値より(8)式を用いて求められる。その数値は図4-a)に示す様に数ミリ秒から数秒に及ぶ。位相の遅れが0.1ラジアン程度であるため時間遅れはフーリエ周期の50分の1から100分の1程度である。

以上のクロススペクトルの結果は、フーリエ周期が0.2秒から10秒までとそれ以外の

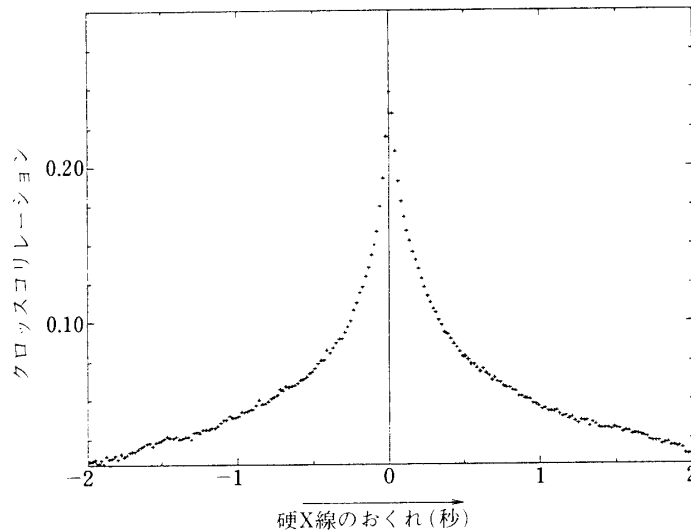


図6 “銀河” による観測のクロス相関関数の例。(8/5 PC mode)

所で位相の遅れの性格が異なっていることを示しているようである。特に0.2秒以下の周期では、位相の遅れの値が大きく変動している。これは0.2秒以下のフーリエ周期でコヒーレンスの値が小さいことが原因であるかも知れぬが、この周期の領域で位相遅れの時間変化が大きい事示すものかも知れない。10秒以上のフーリエ周期では、コヒーレンスが1であるにもかかわらず硬X線位相の遅れは負になることもある。但し、それらの位相の遅れは正負にかかわらず比較的小さく、大きく変動することは無さそうである。これよりCygX-1の時間変動にある時間定数が有り、それらが、0.1秒、3秒と10秒程度の値の時間定数であるらしい。

図2-図4より明らかなように硬いX線の遅れは、フーリエ周期が0.1秒から20秒までのところでは、どれをとっても大変良く似ているが、それ以外では変化が激しい。この事はこの時間帯の変化は他の時間帯と比べ時間変動の性格が比較的安定していることを示すのであろう。

どうしてこれ迄にこのような結果が得られなかったのか。それはこれ迄クロス相関関数法でのみ解析が行われてきたからである。図6に“銀河”による観測のデータのクロス相関関数の例を示す。この例で明らかなように、クロス相関関数の値は左右非対称であり、明らかに時間差の大きい所でその非対称の程度が大きくなっている。この傾向はこれまでに得られているクロス相関関数の結果の図でも見ることが出来る。但し、このクロス相関関数の図からではその非対称の程度を数値化して読み取ることは困難である。これを(1)式を用いてフーリエ変換して、どれ位のフーリエ周波数ではクロス相関関数の値が中心よりどれだけずれているかを数値化したのが上に述べたクロススペクトルである。これにより異なったエネルギーのX線の

時間変動の遅れが色々なフーリエ周期に対して定量的な数値となり、その特性が始めて明らかになったのである。

第3章 硬X線の時間変動の遅れと逆コンプトン散乱モデル

以上述べた硬X線の時間変化の遅れが逆コンプトン散乱モデルで予期されるものであるかどうかを検討しよう。Payne(1980)によれば、熱い球状プラズマにデルタ関数的に入射した、極低エネルギー E_i の光子は、熱いプラズマの中での逆コンプトン散乱の為に次第にエネルギーを得X線と成り、遂にはプラズマ雲の外へ飛び出すが、放出されるあるエネルギー E のX線の最大の flux が得られる時間 (t_{\max}) は、そのX線のエネルギーと初めに入射した光子のエネルギーの比の対数に比例し(9)式で表される。又、それ以後のX線の強度の減少は指数関数的で、その時間定数 (τ_d) は(10)式で表され、X線のエネルギー E に無関係である。

$$T_{\max} \sim \frac{1}{3} \frac{R}{c} \sqrt{\frac{m_e c}{k T_{el}}} \ln \frac{E}{E_i} \quad (9)$$

$$\tau_d \sim \frac{R}{3c} \tau_{es} \quad (10)$$

但し、 E_i は入射する光子のエネルギー、 E はプラズマ雲より飛び出したX線のエネルギー、 T_{el} は熱いプラズマの雲の温度、 R はプラズマの雲の半径、 τ_{es} はトムソン散乱で計ったプラズマの雲の半径、 c は光速である。但し、 $E_i \ll E$, $E < k T_{el}$ と仮定している。

従って熱いプラズマの雲の中で逆コンプトン散乱を受け放射される硬いX線の変動の時間遅れは、そのエネルギー E が一定であれば、フーリエ周期に無関係に一定であることが期待される。

この事は、上記の光子が高温のプラズマより放出される強度の時間変化の計算値の複素フーリエ係数を求め、これらの異なったエネルギーの間のクロススペクトルを計算し、硬X線の時間変化の遅れを求めることにより確かめた。

$x_i(E_i, \tau)$ をプラズマに入射するエネルギー E_i の光子の時間 τ での強度とし、 $x(E, t)$ を高温のプラズマより放出されるエネルギー E のX線の時間 t での強度とすれば、

$$x(E, t) = \iint x_i(E_i, \tau) g(E, E_i, t - \tau) dE_i d\tau \quad (11)$$

で与えられる。但し、 g は入射X線が、 δ 関数的であったときの放射X線の強度変化を示すGreen関数で、エネルギー E_i の入射光子が時間 t 後にエネルギー E でプラズマ雲外に放出される flux を示す。これはPayne(1980)の計算式より求められる。いま、ここで考えている様に、 $E \gg E_i$, ($kT \gg E_i$) であれば、

$$x(E, t) = \int x_i(E_{i0}, \tau) g(E, E_{i0}, t - \tau) d\tau \quad (12)$$

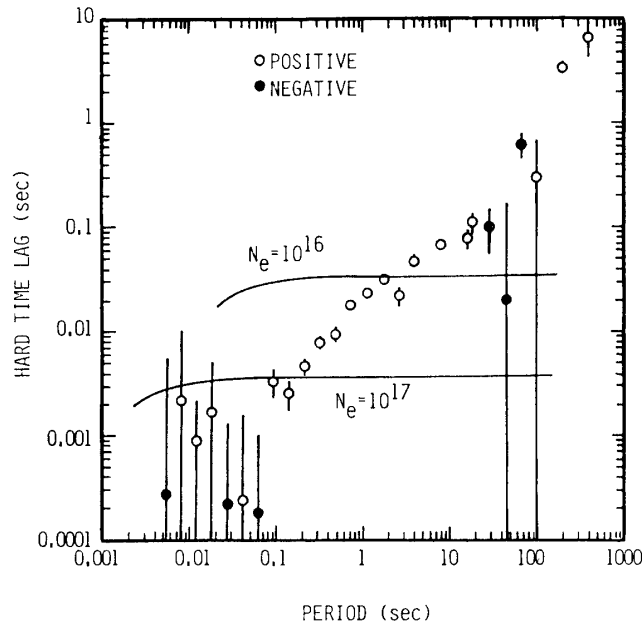


図7 8月5日(PC)の観測による時間変化の遅れと逆コンプトン散乱モデルとの比較(1.2-5.7 vs. 15.8-24.4 keV).

で与えられる。すなわち E_i を E_{i0} で代表させ dE_i の積分をはずすことが出来る。従って $x(E, t)$ のフーリエ変換は、

$$X(E_1, \omega) = X(E_{i0}, \omega) G(E_1, E_{i0}, \omega) \quad (13)$$

$$X(E_2, \omega) = X(E_{i0}, \omega) G(E_2, E_{i0}, \omega) \quad (14)$$

となる。但し、 X, G は x, g のフーリエ変換である。従って、クロススペクトル S_{xy} は

$$S_{xy} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{2\pi G^*(E_1, \omega) G(E_2, \omega)}{T} |X(E_{i0}, \omega)|^2 \quad (15)$$

で与えられ、高温プラズマの雲より放射される硬いX線の時間変化の遅れには、入射光子の時間変動には関係無く、Green 関数 G のみが関係する。もしも、入射X線に2種類のエネルギーのものがあ、これらが相互にある時間遅れの関係を持っていたとしても、これはプラズマ中のコンプトン散乱中に消え去り、プラズマより放出される光子の中には、その時間遅れの関係は残らない。

このことは、この計算の仮定より明らかなように、高温プラズマへの入射光子のエネルギーが、観測している光子のエネルギーと比べ、大変小さいときに成立するものである。この仮定は、Sunyaev Trumper (1979) 達のモデルの仮定と同じである。

Payne (1980) の計算式を用いた上記の計算結果と8月5日(PC)の1.2-5.7 keV 15.8-24.4 keVの時間遅れの比較を図7に示す。(9)(10)式で推論したように、逆コンプトン効果によるものでは、時間変化の遅れはフーリエ周期に無関係に殆んど一定でなければな

らない。これより明らかな様に、観測された硬いX線の時間変化の遅れは、Sunyaev Trumper(1979)たちの model の様な逆コンプトン効果では説明することが出来ない。

第4章 硬X線の時間変動の遅れの原因

前の章で述べたように硬いX線の遅れは Sunyaev や Trumper 達の言う逆コンプトン散乱では説明できない。即ち、Cyg X-1 では、非常に低いエネルギーの光子が、静かな熱いプラズマに入射し、逆コンプトン散乱により大変高いエネルギーのX線となって放射されているとは考えられない事を示している。

しかし、もしもコンプトン散乱している高温のプラズマ雲が静かでなく、激しい時間変動をしており、この時間変動がX線の激しい時間変動の原因であれば、上記の時間変動の遅れのシミュレーション計算は有効ではない。低エネルギーの光子が高温のプラズマ雲に入射し、この高温のプラズマの雲が、常に大小の激しい変動をしており、その変動の時間定数とそのプラズマ雲のコンプトン散乱深さ（プラズマ密度×雲の大きさ）に比例すれば、観測されたような硬いX線の時間遅れを示す事が期待される。この時エネルギーのたかいX線ほどそのエネルギーの対数に比例して変動が遅れることは、高温プラズマ内の散乱回数が大きいほどエネルギーが高くなることより説明出来る。

もしも、他より高温プラズマに光子が入射するのでなく、激しい変動をしている高温のプラズマ雲自身がX線光子を放射している時には、その雲の温度が時間に関して指数関数的に上昇し、また、その温度の上昇率とその雲の大きさに反比例しておれば、観測されたような硬いX線の遅れが期待できるであろう。

観測された硬いX線の変動の時間遅れを説明できる可能性のあるこの様なプラズマの雲の変動のモデルとしては、Cygnus X-1のブラックホールに近接した、降着円盤の中心部のプラズマの雲の大小様々なかたまりが、重力エネルギーを得て高温になりながら、その大きさの大きいものほどゆっくりとブラックホールに近づき、従って、ゆっくりと高温になり、ゆっくりとブラックホールに落ち込むことになっておれば良いであろう。この様な例は第5章で述べる。

また、この時間遅れは降着円盤の中の波動のために生じており、この波動が中心方向へ伝わる早さ（群速度）により生じているとも考えることが出来る。今、位相の遅れ (θ^{ph}) が角周波数 (ω) に対して ω^γ の関係があるとすれば、群速度 ($d\omega/dk$) は遅れの時間に反比例すると考えられるので、

$$\frac{d\omega}{dk} \propto \frac{1}{\text{time lag}} \propto \frac{\omega}{\theta^{ph}} \propto \frac{\omega}{\omega^\gamma} \propto \omega^{1-\gamma}$$

の関係が得られる。図4に見られるようにフーリエ周波数が0.2から20秒の間は、 $\gamma=0.3 \sim 0.5$ 位でよさそうである。特に0.7秒から20秒の間はこのべきが0.5となると考えてもよさそうである。この様な可能性の検討を京大理学部に加藤正一氏にお願いしたところ、 $\gamma=0.5$ の値は、降着円盤の厚さ方向に節のある一本腕振動の動径方向に伝はんする波動を考えると説明出来るとのことである (Kato (1988))。

第5章 QPOX線源の硬X線の時間変動の遅れとブラックホール候補のX線源の時間変動の遅れ

上に述べた硬いX線の時間遅れを中性子星を含むX線星での時間変動の遅れと比較することは大変興味がある。van der Klis たち(1987)のGX 5-1及びCygX-2の観測に依れば、これらのX線星は、そのhorizontal branchで10ヘルツ以下のフーリエ周期では軟X線の時間変化が硬X線と比べ遅れを示すことが観測されている。銀河によるGX 5-1の観測による軟X線の遅れを図8に示す。0.5秒以下のフーリエ周期で0.5ラジアン程度のsoft lagを示すことが分かる。この値はCygnus X-1と符号が反対の他は大変良くにている。他のbranchでの遅れは不明であるが、ブラックホールと中性子星で時間変動の遅れの符号が反対であることは大変興味深い事である。

Cygnus X-1での硬いX線の時間遅れをブラックホール周辺での降着円盤に於けるX線を放射しているプラズマ雲の温度上昇の遅れであるとするれば、GX 5-1での軟X線の時間遅れは、中性子星の表面でのX線放射プラズマの冷却の時間遅れを示すものであるかも知れない。

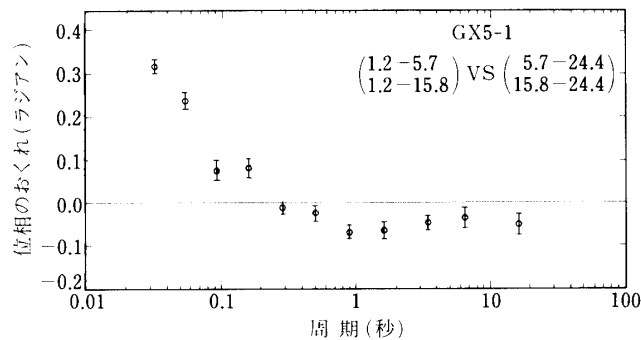


図8 GX 5-1 に於ける軟X線の時間変化の位相の遅れ。

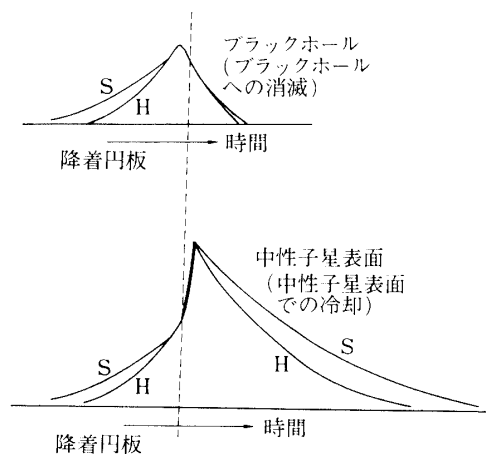


図9 ブラックホールよりのX線 shot と中性子星よりのX線 shot との違いの説明のモデル。

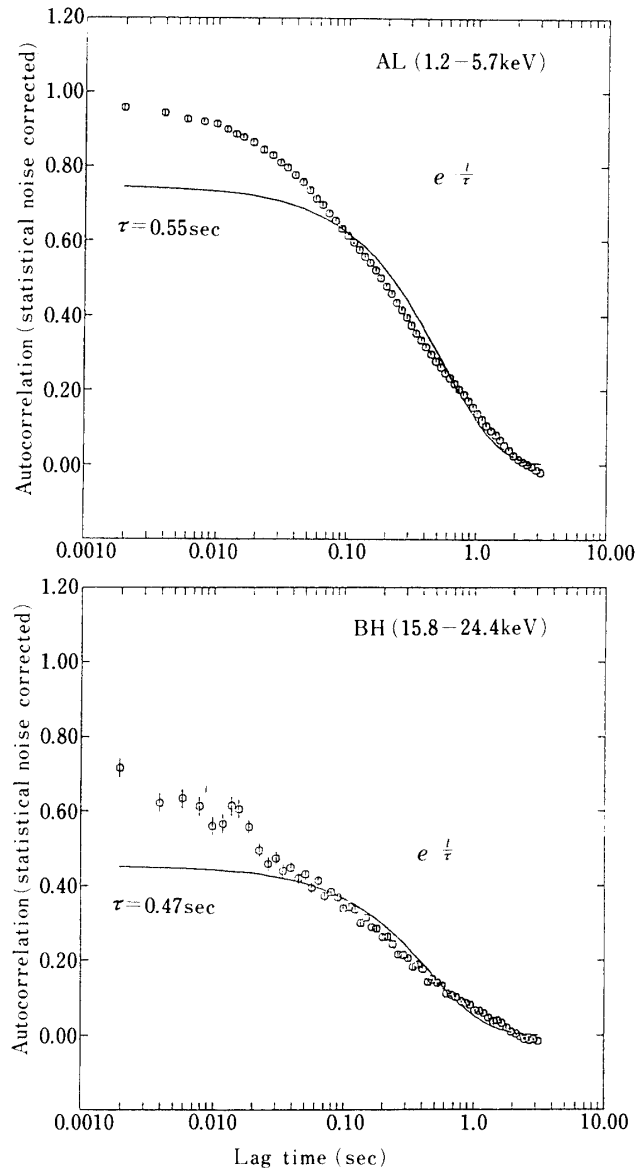


図10 Cyg X-1よりのX線の時間的広がりエネルギーによる差。高いエネルギーのX線の時間変動が遅れているのに、低いエネルギーのX線の方が時間的に広がっている。

たとえば、X線が多くの短い時間の shot より成り立っており、図9に示す様に、ブラックホールを含むX線星では、その shot の原因となっているプラズマの雲が heating up された後ブラックホール内に落ち込んで急速に強度を減じ、中性子星を含むX線星では、中性子星の表面でX線を放射しているものが cooling down によりゆっくりと消滅しているとすれば、この説明がつく。

この場合X線 shot を出しているプラズマがブラックホールに於ける様に heating up さ

れているとすれば、図9より明らかな様に硬X線の時間的広がりが軟X線のそれと比べ短いことが必要である。この事は、Cyg X-1については、1.2-5.7 keVのX線と15.8-24.4 keVのX線とについての autocorrelation の値が、図10に示す様に高エネルギーX線のそれがより広がっていることより確認した。即ち autocorrelation function の0.1秒以上ではその形が負の時間定数を持った指数関数で近似でき、その時間定数が1.2-5.7 keVでは0.55秒、15.8-24.4 keVでは、0.47秒であった。GX 5-1についてはその時間広がりが cooling down に consistent であるかどうかは未確認である。

この様にブラックホール候補のX線星と中性子星を含むX線星とで硬X線の時間遅れの符号が変わることは、大変興味のある事であり、更に多くのX線星に於て観測され、確認されるべきであろう。

この研究を行うに当たり銀河チームの人たちに大変お世話になった。特に宇宙研満田和久氏、堂谷忠靖氏の開発されたソフトウェアを使わせて頂いた。また、図8は満田和久氏にお願いして計算して頂いたものである。深く感謝する。

参 考 文 献

- Kato, S. private communication (1988)
Liang, E. P. and Nolan, P. L. Space Sci. Rev. 38, 353-384 (1984).
Nolan, P. L., Gruber, D. E., Matteson, J. L., Peterson, L. E., Rothschild, R. E., Doty, J. P., Levine, A. M., Lewin, W. H. G., and Primini, F. A. Astrophys. J., 246, 494-501 (1981).
Oda, M., Space Sci. Rev. 20, 757-813 (1977).
Ogawara, Y., Doi, K., Matsuoka, M., Miyamoto, M., and Oda, M., Nature 270 154-155 (1977).
Page, C. G., Bennetts, A. J., and Ricketts, M. J., Space Sci. Rev. 30, 369-371 (1981).
Page, C. G., Space Sci. Rev. 40, 387-390 (1985).
Payne, D. G., Astrophys. J. 237, 951-963 (1980).
Priedhorsky, W., Garmire, G. P., Rothschild, R., Boldt, E., Serlemitsos, P. and Holt, S. Astrophys. J., 233, 350-363 (1979).
Sunyaev, R. A. and Trumper, J., Nature, 279, 506-508 (1979).
van der Klis, M., Hasinger, G., Stella, L., Langmeier, A., van Paradijs, J. and Lewin, W. H. G.,