ブラックホール天体4U1630-47の降着円盤の放射のX線観測

阿部由紀子
広島大学理学部物理科学科
u1179004
高エネルギー宇宙・素粒子実験研究室

2003年2月10日

概 要

今までに多くの X 線衛星でブラックホール連星が観測され、その X 線放射は標準降着円盤モデルで良く表された。そして降着円盤の最も内側の半径 R_{in} は光度に関係なく一 定で、それを利用してブラックホールの質量を求めることができる。しかしいくつかのブラックホール連星の非常に明るい時期では R_{in} に変動が見られ、標準モデルに修正が必要となった。一つの解釈として放射圧で降着円盤の内側がふくらんだために逆コンプトン散乱が強くなるというものがあり、それを考慮するとあるブラックホール連星では R_{in} は一定になることが分かっている。

本研究では上記のことが普遍的であるかどうか調べるためブラックホール連星候補の 1 つである 4U1630-47 についてもこのような R_{in} の変動が起こっているのかを調べた。その結果、ある時期では同様のことが見られ、逆コンプトン散乱を入れると R_{in} が一定になることが確認できた。よって、非常に明るい時期のブラックホール近傍の降着円盤の様子は統一的に理解できそうであることがわかった。

目 次

第 1 章　序論 **3**

第 2 章　ブラックホール **4**
2.1 ブラックホールとは 4
2.2 種類 4
2.2.1 恒星質量ブラックホール (ブラックホール連星) 5
2.2.2 銀河中心の巨大質量ブラックホール 5
2.3 ブラックホール候補星の発見と同定法 5
2.4 X 線の放射メカニズム 7
2.4.1 Disk Blackbody (dbb) モデル 7
2.4.2 Power-law モデル 9
2.4.3 Compbb モデル 9
2.4.4 wabs モデル 10
2.4.5 edge モデル 10
2.5 ブラックホール連星の X 線放射の特徴 10
2.5.1 Hard state (Low state) 10
2.5.2 Soft state (High state) 11
2.5.3 速い時間変動 11
2.5.4 Transient 現象 (X 線 Nova) 12
2.6 これまでの X 線観測で分かったこと 12

第 3 章　RXTE 衛星 **14**
3.1 概要 14
3.2 PCA 15
3.2.1 ガス比例計数管の検出原理 16
3.2.2 background 17
3.3 ASM 17

第 4 章　データ解析と観測天体 **19**
4.1 レスポンス関数 19
4.2 スペクトルフィッティング 19
4.3 観測天体 4U1630-47 20

第 5 章　スペクトル解析 **22**
5.1　全観測について 22
5.2　標準降着円盤モデルによるスペクトルフィッティング 28
5.3　逆コンプトン散乱を考慮したフィッティング 32
5.4　考察 35
5.5　今後の課題 38

第1章　序論

星の進化の最終段階では、内部の核融合反応が終わるので重力のみが働いて星は重力崩壊を起こす。このとき星の質量が $30M_{\odot}$ 以上ならばブラックホールになると予想されている。ブラックホールはその強い重力のため周りの星間物質を吸い込んでいる。またブラックホールが連星系を成しているときは、相手の星の物質がブラックホールの重力に引かれて落ちていく。これらの過程を質量降着という。降着する物質は有限の角運動量を持っているので、ブラックホールのまわりに降着円盤を形成すると考えられている。今までに日本の X 線衛星の「はくちょう」や「てんま」、「ぎんが」を含めた多くの衛星でブラックホールは観測され、これらの観測によってブラックホールは soft state と hard state の 2 つのスペクトル状態を持つことが分かっている。soft state のとき降着円盤は光学的に厚く幾何学的に薄いと考えられ、この降着円盤からは soft state を特徴づける軟 X 線成分が放射されることが分かった。さらに、降着円盤の最も内側の半径 R_{in} は常に一定に保たれていることも観測によって明らかになっている。この R_{in} はブラックホールの質量に比例するので質量を決めるための重要な物理量である。

しかし、ASCA や RXTE などの衛星の観測によって非常に明るい時期では R_{in} の変動がみられ、この標準降着円盤が成り立たないことがあることが確認された。これは数個の天体で標準降着円盤からの放射の一部が強く逆コンプトン散乱を受けた結果として説明することに成功している (Kubota et al. 2001)。本研究ではブラックホール連星候補の 1 つである 4U1630-47 の RXTE のデータを解析した。4U1630-47 のブラックホールの質量はこれまでよくわかっておらず、R_{in} も一定ではないと報告されている。4U1630-47 でも同様のことが起こっているのか、起こっているならば何か違いはないのかなどを調べることにより、ブラックホールの放射メカニズムを統一的に理解し、質量 · 大きさを含めたブラックホールに関するさまざまな物理量を求めることを目的とする。

第2章　ブラックホール

2.1　ブラックホールとは

ブラックホールは一般相対論によって初めてその存在が予言された。一般相対論とは重力と時空を関係づける理論で、その基本方程式であるアインシュタイン方程式は次のようになる。

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R + \Lambda g_{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^4}T_{\mu\nu}$$

$\mathrm{R}_{\mu\nu}$ はリッチテンソル、R はスカラー曲率、$\mathrm{g}_{\mu\nu}$ は計量テンソル、 $\mathrm{T}_{\mu\nu}$ はエネルギー運動量テンソルで、$\Lambda \mathrm{g}_{\mu\nu}$ は宇宙項と呼ばれるものである。左辺の第 $1{,}2$ 項は時空の曲がり具合を表し右辺は質量を含んだ物質のエネルギー分布を表しているので、エネルギー分布を与えることにより光や物体の運動を記述できる。1916 年にカール・シュワルツシルドが球対称な質量 M の天体についてその周辺の時空を表す次のようなアインシュタイン方程式の解を見つけた。

$$ds^2 = -\left(1 - \frac{2GM}{rc^2}\right)dt^2 + \left(1 - \frac{2GM}{rc^2}\right)^{-1}dr^2 + r^2d\theta^2 + r^2\sin^2\theta d\phi^2$$

これは物質をどんどん収縮させてある大きさ $\frac{2GM}{c^2}$ 以下にすると、そこからは光さえも出ることができないことを示している。この大きさをシュワルツシルド半径 $\mathrm{r_s}$ といい、

$$r_\mathrm{s} = \frac{2GM}{c^2} = 2.96\left(\frac{M}{M_\odot}\right)\ km$$

で表される。$\mathrm{r_s}$ より内側をシュワルツシルドブラックホールという。シュワルツシルドブラックホールは球対称で、その中心には密度と時空のゆがみが無限大かつ体積がゼロの「特異点」が存在すると考えられている。

2.2　種類

今日では少なくとも次の 2 種類のブラックホールが存在する兆候が宇宙観測によって見つけられている。

2.2.1　恒星質量ブラックホール (ブラックホール連星)

まず 1 つ目は序論で述べたように星の重力崩壊によって生じるブラックホールである。重力崩壊を起こしたあとで超新星爆発が起こるが、星の持っていた質量によって爆発後の星の進化の様子に違いが現れてくる。$30M_{\odot}$ 以下のものは、白色矮星や中性子星になる。また $30M_{\odot}$ 以上の星はブラックホールになる。単独のブラックホールはほとんど光っていないが、ブラックホールが通常の星と連星系を成している時は相手の星の物質がブラックホールの重力につかまって落ちていくときに解放される重力エネルギーを電磁放射を通して観測することができる。このとき観測される X 線は次のような特徴がある。

- 中性子星より低エネルギー X 線側が明るく、かつ高エネルギー側まで放射スペクトルが伸びている。
- 不規則で非常に速い時間変動を示す。
- 多くは数年 ~ 数 10 年に 1 度、突然数ケタも明るくなる
  (X 線 Nova または transient 現象)

銀河系内で X 線で明るく輝いているものの多くは、星が老いた後にできる半径 10 ~ 10000km の高密度コンパクト星であり、白色矮星、中性子星、ブラックホールがある。白色矮星は自己重力を電子の縮退圧で支えているので質量の上限は $1.4M_{\odot}$ 程度である。また中性子星は中性子の縮退圧で支えていて $3M_{\odot}$ 程度である。よって、コンパクト星で $3M_{\odot}$ 以上のものは縮退圧で支えることができずに重力崩壊を起こしブラックホールになる。このことからコンパクト星で $3M_{\odot}$ を超えることがブラックホールとされる有力な条件である。

2.2.2　銀河中心の巨大質量ブラックホール

銀河の中にはその中心の非常に小さな領域 (数 pc) で莫大な光度 $(10^{43-47}\mathrm{erg\ s^{-1}})$ を発する活動銀河核 (AGN) と呼ばれるものがある。AGN の放射波長帯は電波、可視光、X 線、γ 線と広い範囲にわたる。この中心には質量が $10^{5-9}M_{\odot}$ の巨大なブラックホールあって、そこへ落ち込む物質の重力エネルギーの解放が活動の源になっていると考えられている。AGN はセイファート銀河、クェーサー、電波銀河など一部の銀河であるが、現在ではほぼ全ての銀河の中心にこのような巨大ブラックホールが存在すると考えられている。

2.3　ブラックホール候補星の発見と同定法

1960 年代にはくちょう座の方向から X 線 (はくちょう座 X ー 1) が観測されたが当時の X 線検出器の位置分解能は非常に悪く位置を特定することはできなかった。しかし 1971 年に小田らによるすだれコリメータの観測で数秒角の精度で位置が決定され、はくちょう座 X ー 1 の位置に O9 型の 9 等星 (HD226868：青色巨星) が存在することがわかった。そ

してこの星の電波の光度変化は、はくちょう座 X ー 1 と同期していることから X 線源とこの星は公転周期 P=5.6 日の連星系を成していることがわかった。HD226868 の相手の X 線源は、次のようなことからブラックホールではないかと考えられている。

連星系のパラメータを特徴づけるものに質量関数がある。これは観測量から直接計算できるので広く利用されている。M_1 と M_2 をそれぞれ高密度天体と相手の星 (HD226868) の質量とすると、図 2.1 から

$$a = \frac{M_1 + M_2}{M_1} a_2$$

が成り立つ。i は連星系の傾斜角である。またスペクトルのドップラー偏移から視線方向の速度 v_n がわかり、

$$v_n = \frac{2\pi}{P} a_2 \sin i$$

ケプラーの第 3 法則は、万有引力定数を G とすると

$$\frac{G(M_1 + M_2)}{a^3} = \left(\frac{2\pi}{P}\right)^2$$

なのでこれらの式からはくちょう座 X-1 の質量関数は、

$$f(M) \equiv \frac{M_1^3 \sin^3 i}{(M_1 + M_2)^2} = \frac{P v_n^3}{2\pi G} \simeq 0.252 M_\odot$$

となる。HD226868 の観測から i ~ 30 °、M_2 ~ $30M_\odot$ と見積もられている。したがって $M_x > 9.5M_\odot$ となり、これは中性子星の質量の上限である $3M_\odot$ を超えているのではくちょう座 X-1 はブラックホールである可能性が高い。これまでの X 線観測で 30 個近いブラックホール候補星が見つかっており、そのうちの約 10 個は質量が $3M_\odot$ 以上であると確認されている。

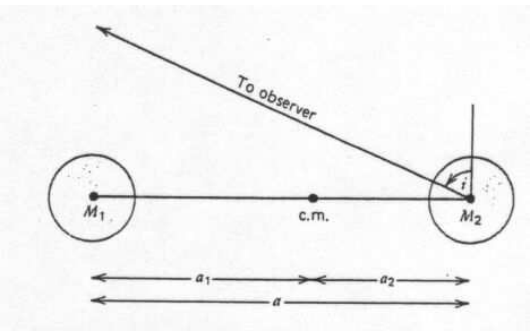


図 2.1: 軌道面から見た連星系のパラメータ

2.4 X線の放射メカニズム

ブラックホールから観測されるX線スペクトルは以下のようなモデルで表すことができる。

2.4.1 Disk Blackbody (dbb) モデル

dbbモデルは幾何学的に薄く光学的に厚い降着円盤が黒体放射するときのスペクトルを表したモデル(Mitsuda et al.1984、Makishima et al.1986)である。パラメータは降着円盤の最も内側の温度$\mathrm{T_{in}}$と normalization の2つである。

ビリアル定理により、解放された重力エネルギーの半分がケプラー運動の回転エネルギーになり、もう半分がディスクからの黒体放射になる。また降着円盤は半径によって温度が異なるのでdbbモデルはいろいろな温度での黒体放射を足しあわせたものになっている(図2.2)。このためdbbモデルは低エネルギー側のスペクトルの傾きが黒体放射に比べてゆるやかである。ここで中心からの半径r、厚さdrの微小部分からの放射について考える。温度Tにおいて単位時間、単位面積あたりの黒体放射のエネルギー放射は$\sigma \mathrm{T}^4$になる(ステファンボルツマン定数 σ=5.67× 10^{-5} $\mathrm{erg/cm^2/K^4/s}$)。質量降着率を$\dot{\mathrm{M}}$(半径によらず一定)とすると、ビリアル定理より微小半径部分drの重力エネルギーの半分がディスクの上下から黒体放射されるとすると、

$$2 \cdot 2\pi r dr \cdot \sigma T(r)^4 = \frac{1}{2}\, d\left(-\frac{G\dot{M}M_{\mathrm{x}}}{r}\right)$$

という関係式になる。したがって温度Tは半径rの関数で表され、

$$T(r) = \left(\frac{3G\dot{M}M_{\mathrm{x}}}{8\pi\sigma r^3}\right)^{\frac{1}{4}}$$

降着円盤からの全光度は$\mathrm{T(r)}$を用いて

$$L_{\mathrm{disk}} = 2\int_{r_{\mathrm{in}}}^{r_{\mathrm{out}}} 2\pi r \cdot \sigma T(r)^4 dr = 4\pi {r_{\mathrm{in}}}^2 \cdot \sigma {T_{\mathrm{in}}}^4 \qquad (r_{\mathrm{out}} \to \infty) \tag{2.1}$$

となる。また観測されるフラックスは傾斜角i、天体までの距離Dを用いて

$$f_{\mathrm{disk}} = \frac{L_{\mathrm{disk}}}{4\pi D^2}\cos i = 2\frac{\cos i}{D^2} \cdot 2\pi {r_{\mathrm{in}}}^2 \cdot \sigma {T_{\mathrm{in}}}^4$$

となる。

スペクトル観測から$\mathrm{T_{in}}$、$\mathrm{L_{disk}}$が分かるので式(2.1)から$\mathrm{r_{in}}$を求めることができる。理論的にはシュワルツシルド半径の3倍まで安定した回転軌道が存在すると考えられており、$\mathrm{r_{in}} \sim 3\mathrm{r_s} \sim \frac{6GM}{c^2}$とすることが多い。よって、これからブラックホールの質量が得られる。これは光の観測で求めたものとよく一致している。以上を標準降着円盤モデルと呼

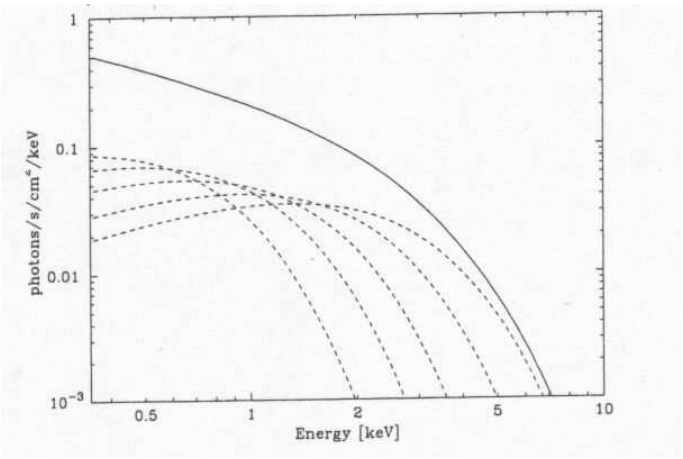


図 2.2: dbb モデルの T_{in}=1keV のときの X 線スペクトル　(点線はそれぞれ r/r_{in}=1-1.6(1.3)、1.6-2.5(2.0)、2.5-4.0(3.2)、4.0-6.3(5.0)、6.3-10(7.9) での単温度黒体放射の X 線スペクトルを表している)

ぶ。

dbb モデルでは一般相対論を考慮していないために r_{in} は真の値 R_{in} と異なり、補正する必要がある。一般相対論の効果をいれると、T(r) は次のようになる。

$$T(r) = \left(\frac{3G\dot{M}M_{\rm x}}{8\pi\sigma r^3} \cdot \left(1 - \sqrt{\frac{R_{\rm in}}{r}} \right) \right)^{\frac{1}{4}}$$

T(r) は $r=(7/6)^2 R_{in}$ で最大であり、

$$T_{\rm max} = \left(\frac{3G\dot{M}M_{\rm x}}{8\pi\sigma R_{\rm in}^3} \right)^{\frac{1}{4}} \cdot 6^{\frac{3}{2}} \cdot 7^{-\frac{7}{4}}$$

になる。また全光度は

$$L_{\rm disk} = 4\pi R_{\rm in}^2 \cdot \left(\frac{7}{3}\right) \cdot \left(\frac{7}{6}\right)^6 \sigma T_{\rm max}^4 \tag{2.2}$$

となる。X 線スペクトルの高エネルギー側で落ちる様子から最大 T_{max} がわかる。そこで $T_{in}=T_{max}$ とすると式 (2.1) と式 (2.2) から $r_{in}=\sqrt{7/3} \cdot \ (7/6)^3 \ \cdot R_{in}=2.43R_{in}$ になる。(Kubota et al. 1998)

さらにディスクの垂直方向の電子散乱のために、X 線スペクトル解析では実際のディスク表面の温度 effective temperature よりも高い color temperature が観測される。$\kappa=T_{col}/T_{eff}$ とすると、半径 r の微小半径部分のディスクの光度は

$$dL(r) = 4\pi r dr \cdot \sigma T_{\rm eff}(r)^4 = 4\pi r dr \cdot \sigma T_{\rm col}(r)^4 \cdot \kappa^{-4}$$

となるので、電子散乱によって r_{in} は見かけ上 κ^{-2} だけ小さくなる。ブラックホール連星の場合、$\kappa \simeq 1.7$-2.0 である。(Shimura & Takahara 1995)

これらの 2 つの補正を考慮すると、ξ=2.43^{-1}=0.412 として

$$R_{\rm in} = \kappa^2 \cdot \xi \cdot r_{\rm in} = 1.19 r_{\rm in} \tag{2.3}$$

となる。ただし κ=1.7 として計算している。本研究ではこの式を用いて R_{in} を求めている。

2.4.2 Power-law モデル

power-law のスペクトルは

$$A(E) = KE^{-\alpha}$$

になる。ここで K は normalization、つまり単位時間・単位エネルギー・単位面積あたりの放射光子数で、α は photon index と呼ばれる無次元量である。このスペクトルは log-log スケールをとると傾き α の直線になる。ブラックホール天体のスペクトルの高エネルギー側を表す。

2.4.3 Compbb モデル

コンプトン散乱した黒体放射を表すモデルである (Nishimura, Mitsuda and Itoh 1986; 図 2.3)。つまり黒体放射で発生した低エネルギーの光子が高温プラズマとコンプトン散乱して高エネルギー側に叩き上げられる現象である。この高温プラズマの起源を説明するモデ

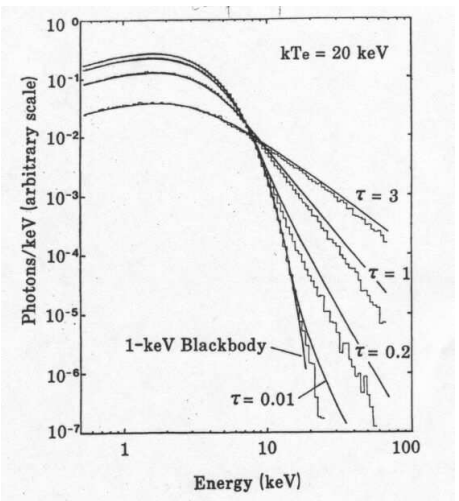


図 2.3: kT_e=20keV のプラズマ (τ =0.01 ~ 3) による 1keV の黒体放射のコンプトン散乱。直線は compbb モデルで、階段関数はモンテカルロシミュレーションの結果を表す

ルには、降着円盤の内側が放射圧によって光学的に薄く 10^9K ほどの高温になる「hot disk モデル」と、高温のコロナが光学的に厚いディスクをはさみこむ構造をした「hot corona モデル」がある。compbb のパラメータは黒体放射の温度 T_{bb}、高温プラズマの電子温度 T_e、トムソン散乱の光学的な深さ τ=$n_e\sigma_T d$(n_e:電子密度、σ_T:トムソン散乱断面積、d:散乱体の厚さ)、normalization の 4 つである。本研究では、T_{bb} =T_{in} としている。

2.4.4 wabs モデル

wabs モデルは X 線が星間物質によって受ける光電吸収をモデル化したものである。光電吸収を受ける確率は

$$A(E) = \exp(-N_{\rm H} \times \sigma_{\rm ph}(E))$$

となり、$\sigma_{\rm ph}$(E) は光電吸収断面積であり、主要元素の断面積を組成比に従って重みをつけてたし合わせたものである。パラメータは水素柱密度 $N_{\rm H}$=nd (n：水素密度、d：吸収体の視線方向の厚さ) の 1 つであり、$N_{\rm H}$ は主要元素である水素が単位面積あたり視線方向にどれだけあるかの目安である。銀河系の中には 10^6K 以下の低温ガスがあるので、観測される X 線スペクトルは吸収を受けて低エネルギー側で下がっている。1 ~ 2keV の X 線に対しては主に O、Ne、Mg、Si、Fe などの吸収が支配的である。また典型的には銀河面の方向は $N_{\rm H}$=$10^{21\sim23}$ cm^{-2} である。

2.4.5 edge モデル

edge モデルは吸収端を表している。吸収の起こるエネルギー $E_{\rm edge}$ と吸収の強さを表す $\tau_{\rm edge}$ の 2 つのパラメータがあり、式は次のようになっている。

$$\begin{aligned} M(E) &= 1 && \text{for } E < E_{\rm edge} \\ &= \exp\left(-\tau_{\rm edge} \times (E/E_{\rm edge})^{-3}\right) && \text{for } E > E_{\rm edge} \end{aligned}$$

X 線スペクトルのエネルギーが $E_{\rm edge}$ よりも低いときはそのままだが、$E_{\rm edge}$ より高いときは X 線スペクトルは下がる。2keV 以上では主に Fe-K edge が観測され、鉄の電離度により $E_{\rm edge}$ は 7 ~ 9keV の間で変化する。

2.5 ブラックホール連星の X 線放射の特徴

2.5.1 Hard state (Low state)

多くのブラックホール連星は 2 つの異なったスペクトル状態をとることが知られている。ここではまず hard state について、次に soft state について述べることにする。

hard state は単一の power-law モデルで表され、そのべき (photon index) は 1.4 ~ 1.7 であり、1MeV 付近まで伸びている。また速い時間変動がある。hard state は X 線光度が暗

いときによく観測されることから low state とも呼ばれ、相手の星からの質量降着率が小さいときに起こると考えられている。power-law スペクトルの放射メカニズムは実のところはっきりと特定されていない。

2.5.2 Soft state (High state)

ブラックホール連星の X 線光度が大きいときによく見られる特徴に低エネルギー X 線 (軟 X 線) 側が非常に明るいことがあり、soft state と呼ばれる。soft state には soft 成分と hard 成分がある。soft 成分は幾何学的に薄く光学的に厚い降着円盤からの黒体放射 (disk blackbody) と考えられ比較的安定である。一方、hard 成分の起源はよく分かっていないがブラックホールのまわりには薄い超高温プラズマがあって、黒体放射された X 線の一部がプラズマと逆コンプトン散乱したものではないかと考えられている。また hard 成分も hard state と同様に power-law でほぼ記述され、べきは hard state のものよりも大きく 2 ~ 2.5 である。

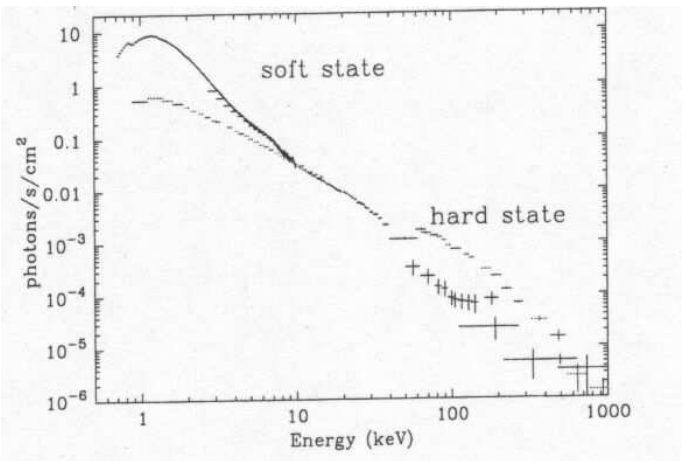


図 2.4: Cyg X-1 の X 線スペクトル

2.5.3 速い時間変動

ブラックホールから観測される X 線強度は一般的に激しい時間変動を示す。はくちょう座 X- 1 はいろいろなタイムスケールの時間変動が観測されているが、最も変動が激しいものは数 ms である。時間変動 Δt と半径 R には

$$R \leq c\Delta t$$

という関係があるので数 ms のとき $R \leq 300$km となる。前に求めたようにはくちょう座 X-1 の質量は $9.5M_{\odot}$ 以上なので、これだけの質量がたった半径 300km の空間内にあることからもブラックホールである可能性が高いといえる。

2.5.4 Transient 現象 (X 線 Nova)

数日で X 線の明るさが 10 倍以上になり、数ヵ月かかって次第に暗くなっていく現象を transient という。この現象は約半年から 50 年で準周期的に起こる。本研究で解析した 4U1630-47 はだいたい 600-690 日の周期で transient が確認されている。

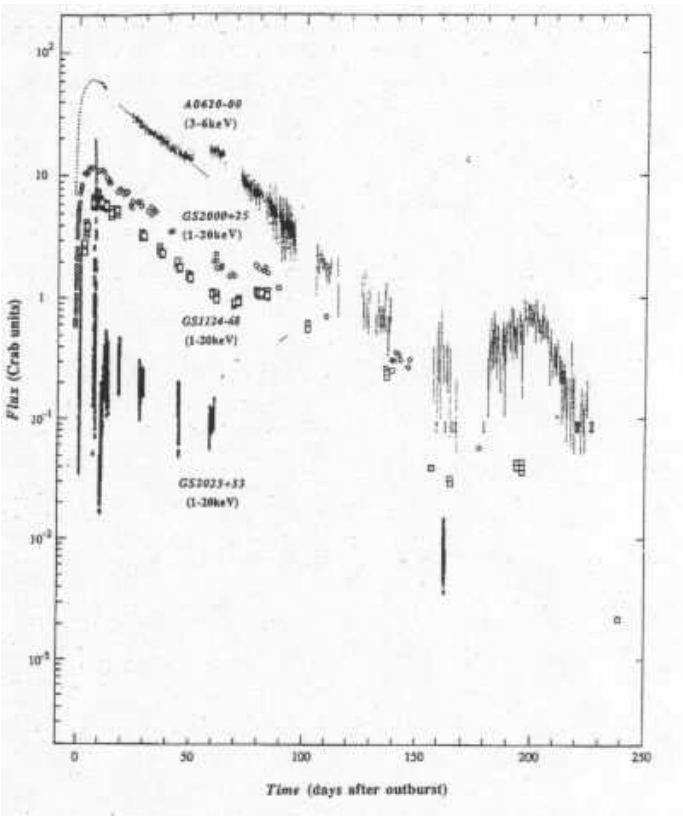


図 2.5: 4 つの明るいブラックホール transient 天体のライトカーブ

2.6 これまでの X 線観測で分かったこと

これまでの X 線観測から dbb でフィットしたときに求まる R_{in} はブラックホールの明るさに関係なく常に一定に保たれていることが分かった (図 2.6(a))。また、理論的には R_{in} はシュワルツシルド半径の 3 倍に一致するといわれている。実際にあすか衛星ではくちょ

う座 X-1 を観測したところ R_{in} は 90km であった。はくちょう座 X-1 のシュワルツシルド半径は質量関数により 30 ~ 48km になるので、理論的な R_{in} は 90 ~ 144km となり観測結果と一致している。

ところが最近になって R_{in} が小さくて一定でないものが見つかり始めた (図 2.6(b))。例えば Kubota et al. (2001) によると LMC X-1、GRO J1655-40、XTE J1550-564 は X 線光度が非常に明るいときに、特にその現象が見られた。そこでそれまでの標準降着円盤のスペクトルモデル dbb に加えて電子による逆コンプトン散乱を表す compbb モデルを入れて解析したところ、R_{in} が光学的に求められた質量に対応するようになり時間的にも一定になることが分かった。このことは非常に明るいときには、ディスクの内側が放射圧でふくらんで密度が小さくなり放射冷却がおさえられて電子がより高温になって、逆コンプトン散乱が顕著になることを意味する。

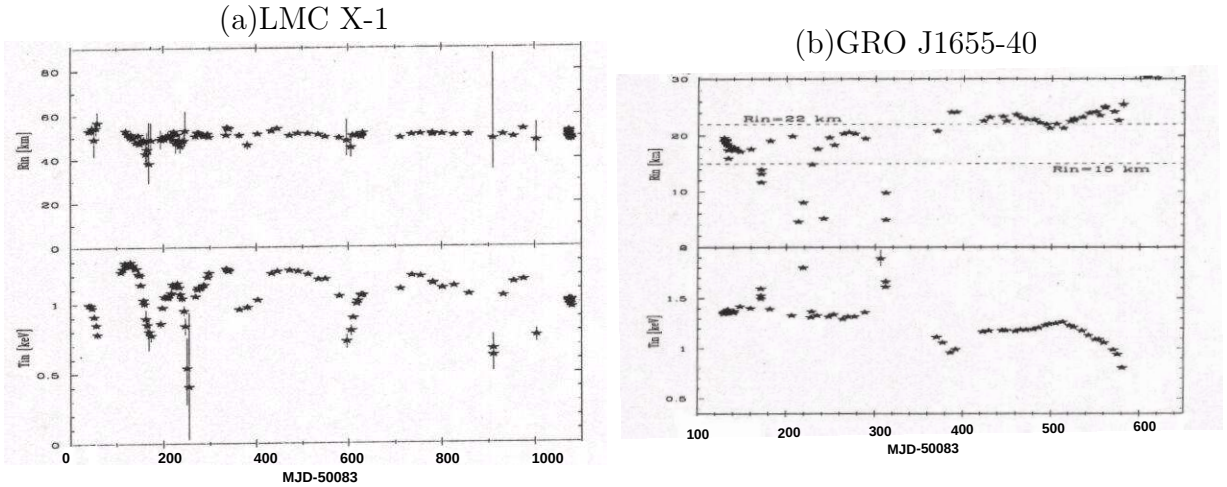


図 2.6: (a)R_{in} が一定と (b)R_{in} が変動している例。上図は R_{in} で、下図は T_{in} である。(Kubota et al. 2001)

第3章　RXTE衛星

3.1　概要

天文学者の Bruno Rossi にちなんで名付けられた NASA の X 線衛星 Rossi X-ray Timing Explorer (RXTE) は 1995 年 12 月 30 日に Delta II ロケットによって打ち上げられた。

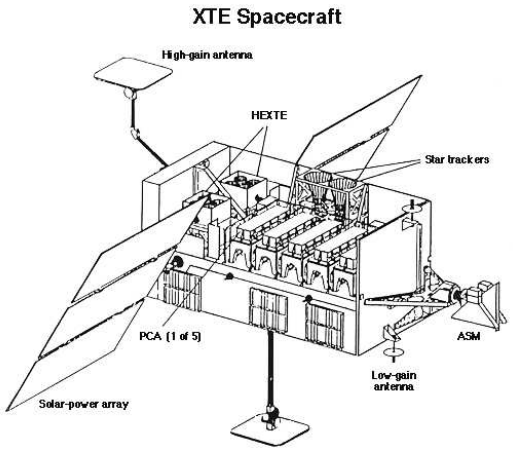


図 3.1: RXTE 衛星の全体図

RXTE の軌道は遠地点が約 580km、近地点が約 560km で傾斜角は 23 ° 、軌道周期は約 90 分である。RXTE は transient や X 線バーストなどが検出された特定の source のみを観測するように設計されている。1 つの天体を数年の間ほぼ毎日観測するので長期的な変動を見ることができ、ブラックホール連星などの観測に適している。3 つの観測装置、Proportional Counter Array (PCA) と High Energy X-ray Timing Experiment (HEXTE) と ALL Sky Monitor (ASM) が RXTE には搭載されているが、イメージをとることはできない。PCA と HEXTE のエネルギー範囲はそれぞれ 2-60keV、20-100keV である。ASM は 1.5-12keV の範囲で 90 分かけて全天の 80 %をスキャンしている。

3.2 PCA

PCA は既知の X 線源の精密な観測を主な目的として Goddard Space Flight Center (GSFC) によって開発された。5 つの proportional counter unit (PCU) から成り、すべてを合わせた collecting area は 6250 cm^2 と今までで最大である。

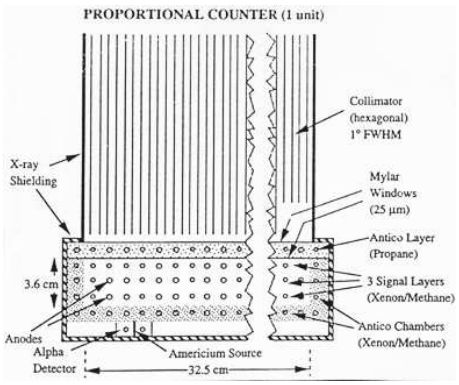


図 3.2: PCU の概略図

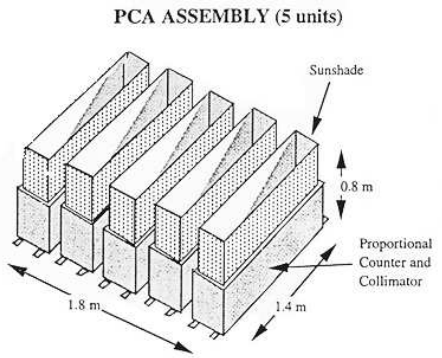


図 3.3: PCA の概略図

それぞれの PCU にはキセノンを用いたガス比例計数管と視野を 1° に制限するコリメーターがある。ガス比例計数管はプロパン層とキセノン層 (シグナル層) に分かれていて、そのまわりには veto 層がある。シグナル層と veto 層の反同時計数をとることでバックグラウンドを減らすことができる。プロパン層はバックグラウンドである荷電粒子を除去するが、3keV 以上の光子は通す。プロパン層の下にあるキセノン層は 3 つに分かれていて、一番上の層で 10keV 以下の光子の 90 %が検出される。表 3.1 に PCA の諸元を示す。

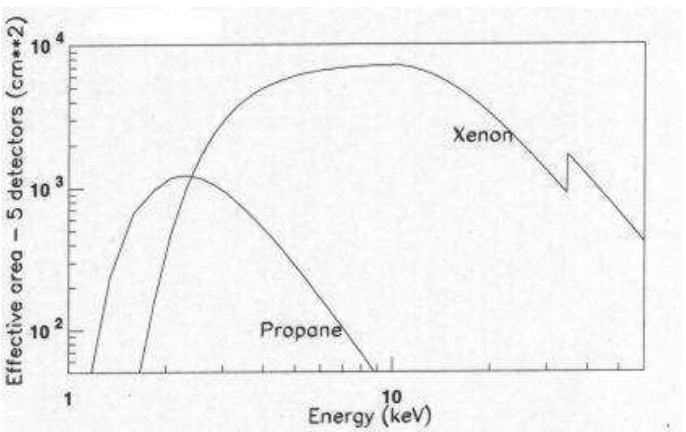


図 3.4: PCA の有効面積

PCA で得られたデータはまず EDS(Event Data Selector) に送られる。EDS は 8 つの Event Analyzer (EA) があって、データを加工する。6 つの EA が PCA データを、残りの 2 つが ASM データを扱う。PCA を扱うものの中の 2 つは standard mode でスペクトルデータを作る。PCA の standard mode は 2 つあり、Standard-1 は時間分解能 0.125s で Standard-2 は 16s の時間分解能と 129 energy channel をもつ。今回は Standard-2 を使って解析を行っている。

表 3.1: PCA の諸元

エネルギー範囲	2-60 keV
エネルギー分解能	< 18 % at 6keV
時間分解能	1 μs
視野	1 ° (FWHM)
Collecting area	6500 cm^2
Effective area	3000 cm^2 at 3keV
	6000 cm^2 at 6keV
Layers	1 プロパン (veto) + 3 キセノン + 1 キセノン (veto)
Sensitivity	0.1 mCrab
バックグラウンド	90 mCrab
Telemetry	18 kb/s

3.2.1 ガス比例計数管の検出原理

anode が張ってあるガス室に電圧をかけて anode を陽極にし、まわりを陰極にする。X 線が入射するとキセノンと光電効果を起こして電子が発生する。電子は他のキセノンの外殻電子を電離する。このとき発生する電子を 1 次電子群といい、陽極である anode へとドリフトしていく。anode 付近では電場が強いので電子はより加速されて、キセノンを電離させる。このとき生じた電子もさらに加速されて電子をたたき出す。このくりかえしによって電子なだれが発生し、増幅される。

電子なだれが anode 付近に限られるのは、電極に発生するパルスの高さが X 線の吸収される場所に関係しないようにするためである。増幅率を一定にすれば、パルスの高さが入射 X 線のエネルギーに比例する。また電子がドリフト中に吸収される確率を小さくするためにガス比例計数管には希ガスが使われる。RXTE ではキセノンを用いることによって高エネルギー側の X 線にも感度が良くなっている。

3.2.2 background

バックグラウンドにはコリメータを通ってやってくる目的天体外の X 線によるものと、荷電粒子やγ 線などによる非 X 線の 2 種類ある。非 X 線によるバックグラウンドのいくらかは veto 層やプロパン層との反同時計数によって除くことができる。この方法で取り除けなかったものは得られたデータからバックグラウンドとして引く。しかし PCA は常にバックグラウンドの観測をしているわけではないのでバックグラウンドモデルを使う。このモデルは観測を行っているときの衛星の状態や位置などに基づいて計算される。南大西洋上空には South Atlantic Anomaly (SAA) があり、ここでは荷電粒子の数が多いのでバックグラウンドが激増する。このため観測中に衛星が SAA を通ったかなどの情報は非常に重要である。またバックグラウンドモデルのデータベースは blank-sky の観測データか地球によって視野が隠されている時期のデータを使って作られる。

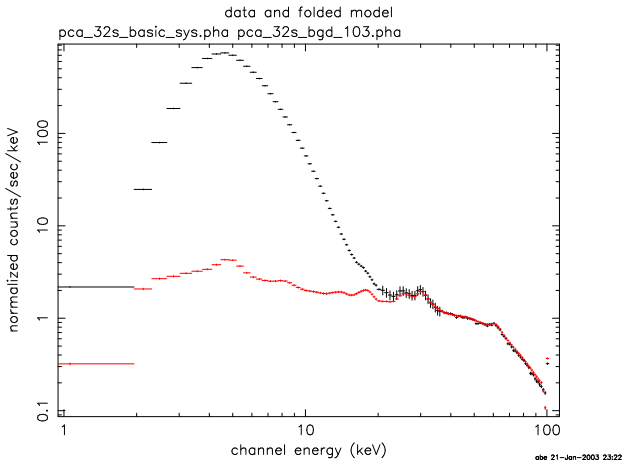


図 3.5: 4U1630-47 の X 線スペクトル (上) と見積もられたバックグラウンド (下)

3.3 ASM

PCA とは異なり、突発的に出現する X 線新星のような現象を発見してすばやくデータをとることと、X 線源の長期変動の観測を目的にしている。3 つの scanning shadow detector (SSC) から成り、それぞれの SSC はキセノンの 1 次元位置検出型比例計数管である。2 つの SSC は ASM の回転軸に対して垂直でお互いに 12 ° ずつ傾いており、もう 1 つは回転軸方向を見ている。エネルギー範囲は 1.5-12keV で 6 ° × 90 ° のコリメータがついている。ASM の大きな特徴は互いに傾いた細長い視野 (criss-cross) を持っていることである。これを使うと広範囲の X 線源を観測でき、その位置を精度よく決めることができる。表 3.2 に ASM の諸元を示す。

ASM データから得られた light curve は横軸が MJD(Modified Julian Date) になってい

る。MJD は 1858 年 11 月 17 日を 0 日とする通日である。通常の暦には不連続な部分があるので、MJD のような連続性のある絶対的な日付は便利でよく使用される。

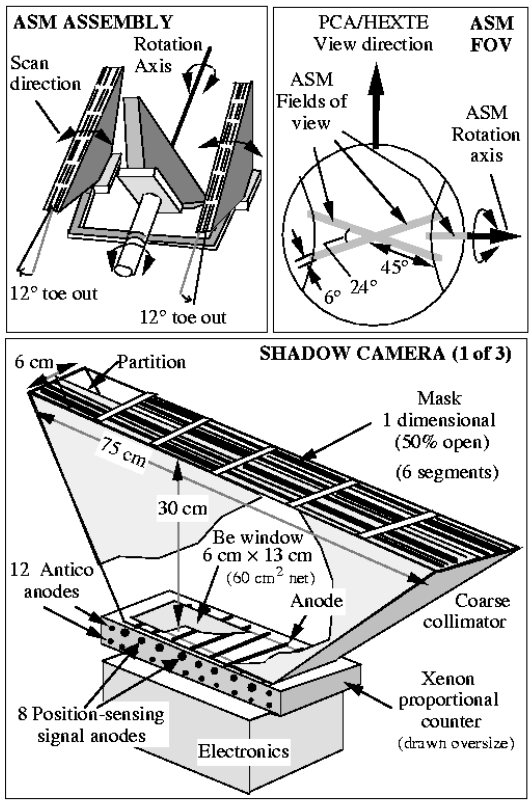


図 3.6: 3 つの SSC の位置関係 (左上)、ASM の視野 (右上) と SSC の概略図 (下)

表 3.2: ASM の諸元

エネルギー範囲	1.5-12 keV
エネルギー分解能	3 channels in 1.5-12 keV
空間分解能	3' × 15'
角分解能	0.2 degree
Collecting area	90 cm^2
視野	6 ° × 90 °
Sensitivity	20 mCrab

第4章　データ解析と観測天体

この章ではまず RXTE の観測データを用いたデータ解析について説明し、その後で本研究の観測天体である 4U1630-47 の過去の観測結果について述べる。

4.1　レスポンス関数

PCA のレスポンス関数は Ancillary Response File (ARF ファイル) と Redistribution Matrix Function (RMF ファイル) の 2 つにわかれている。ARF ファイルは検出器の検出効率と有効面積のエネルギー依存性を表し、RMF ファイルはエネルギーをチャンネル分布に変換する行列のはいったファイルである。これらのファイルは PCARSP version 2.43 というソフトウェアを用いて作ることができる。PCARSP では観測データのスペクトルファイルと衛星の姿勢情報に基づいて、それぞれの PCU の anode について ARF ファイルと RMF ファイルを作り、それらをかけ合わせてレスポンス (RSP) ファイルができる。

4.2　スペクトルフィッティング

スペクトルフィッティングとは、いくつかのパラメータを持つモデルスペクトルを検出器のレスポンス関数を通して、実際に得られるはずのスペクトルに直して実データのスペクトルと比較し、 reduced χ^2 が 1 に近い値をとるようにすることである。χ^2 は

$$\chi^2 = \sum_{\mathrm{i}} \left(\frac{y^{(i)}_{\mathrm{obs}} - y^{(i)}_{\mathrm{model}}}{\sigma_i} \right)^2$$

で表される。i はチャンネル、y_{obs} は得られたスペクトルからバックグラウンドを引いたもので、y_{model} はレスポンス関数を通した後のモデルスペクトル、σ は y_{obs} のエラーである。reduced χ^2 とはこの χ^2 を自由度 (d.o.f) で割ったもので、

$$reduced\ \chi^2 = \frac{\chi^2}{d.o.f}$$

d.o.f はチャンネル数からモデルスペクトルのフリーパラメータの数を引いたものである。y_{model} が y_{obs} を良く再現できていると reduced χ^2 が 1 に近い値になる。よって reduced χ^2 が最も 1 に近くなるようにモデルのパラメータを変化させて、ベストフィットパラメータを見つける。σ_i は統計誤差 $\sigma_{\mathrm{possion}}$ と系統誤差 σ_{sys} を用いて $\sqrt{\sigma^2_{\mathrm{possion}} + \sigma^2_{\mathrm{sys}}}$ と表され

る。多くの場合は $\sigma_{\rm possion} \gg \sigma_{\rm sys}$ であり $\sigma_{\rm sys}$ は無視できるが、大面積の PCA で明るい天体を観測したときは $\sigma_{\rm possion}$ が小さくなり、$\sigma_{\rm possion} \ll \sigma_{\rm sys}$ となってしまうので本研究では $\sigma_{\rm sys}$=1% を入れている。さらに ~ 30keV でキセノンによる吸収が起こるので 20-35keV に 10% の $\sigma_{\rm sys}$ を入れてフィッティングを行った。

4.3 観測天体 4U1630-47

4U1630-47 は 1969 年に Vela 5B によって発見され、その後で X 線衛星ウフルによって位置が特定された X 線 transient 天体であり、銀河面上にあって銀河中心に近い。位置は天球座標 (赤経赤緯) では (247.544 , − 47.273)、銀河座標では (336.90 , 0.28) である。4U とはウフル第 4 カタログの X 線天体を意味し、1630-47 は赤経 16 時 30 分、赤緯-47 度に位置することを表す。コンパクト星の質量は求められていないが、X 線の諸々の特徴は典型的なブラックホール連星と同じである。その transient の周期は 600 ~ 690 日で、今までにも数回 transient が観測されている。他のブラックホール連星の典型的な transient の周期 10-50 年に比べて周期が短いために 4U1630-47 はブラックホールを含む X 線 transient 天体の研究によく使われる。1977 年に観測された transient は 10ヵ月のあいだ続いている。今回解析している 1998 年の transient では 10 ~ 20s の準周期的な変動が観測されていて、これは電波 jet をもつブラックホール連星 (マイクロクェーサー) である GRO J1655-40 や GRS 1915+105 にも見られる。また transient 時の X 線スペクトルや時間変動の特徴から 4U1630-47 は連星系の相手の星が低質量星である low-mass X-ray binary (LMXB) と考えられている。

Oosterbroek et al.(1998) は 1998 年の transient について、2-10keV の光度が 2.1×10^{38} erg/s から 1/7 で減少するまで BeppoSAX 衛星で観測された 5 つのデータについての解析を報告している。その結果は図 4.1 のように水素柱密度 $N_{\rm H}$、power-law のべき、$T_{\rm in}$、$R_{\rm in}$ の変動があらわれている。本研究ではこの $R_{\rm in}$ の変動を逆コンプトン散乱を考慮することで説明しようと試みている。

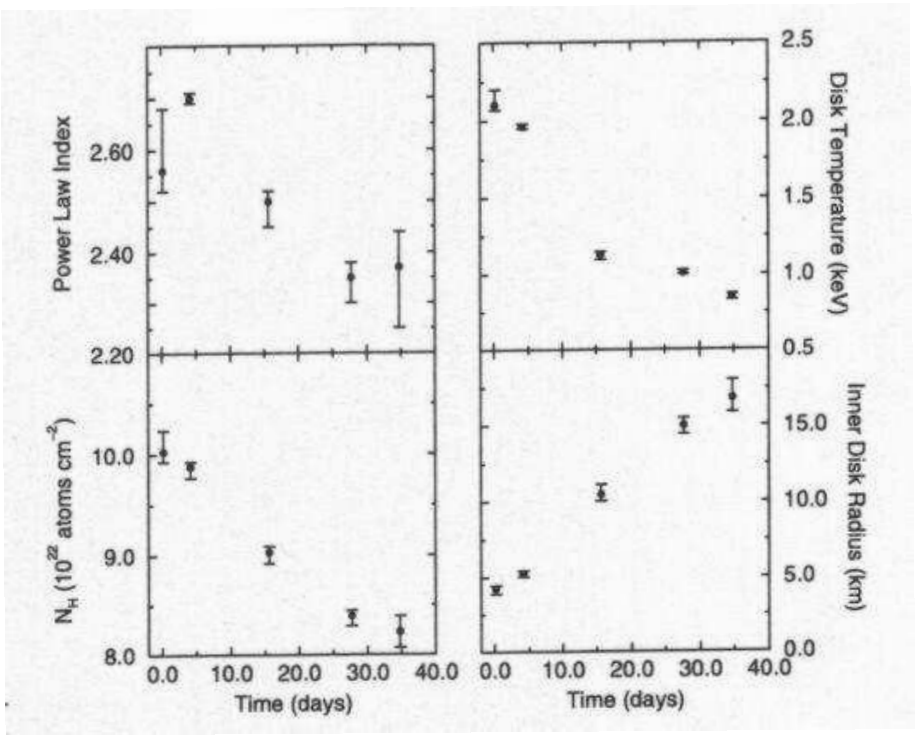


図 4.1: 1998 年のデータでのベストフィットパラメータの時間変動。(Oosterbroek et al. 1998)

第5章　スペクトル解析

5.1　全観測について

RXTE ASM によって得られた 1996 年 ~ 2002 年の 4U1630-47 のライトカーブを図 5.1 に示す。また RXTE PCA による全データのリストを表 5.2 ~ 5.4 に示している。5 つの transient 現象が約 500 日おきに起きているのがわかる。本研究ではこの図の矢印の時期のデータを解析しており、それぞれの時期を拡大したものが図 5.2 である。観測 ID40112 の時期は天体からの放射が弱くバックグラウンドが支配的で、X 線スペクトルの強度や強い鉄ラインなどから、銀河面にある diffuse な X 線成分を観測していると考えられる。これは高温プラズマからの熱的な放射だが高温プラズマの起源はまだ明らかになっていない。この X 線は 4U1630-47 にとってはバックグラウンド (BGD) となる。そこで ID40112 の複数の観測データを銀河面吸収を受けた熱制動放射と鉄ラインを表すガウシアンでフィットし、得られたベストフィットパラメータの平均値 (表 5.1) で上記のモデルのパラメータを固定したものを銀河面 BGD モデルとして、スペクトルフィッティングのときに入れることにした。つまり、得られたスペクトルから普通のバックグラウンドモデルを引いたものに対して、さらにこの銀河面 BGD を引くのではなく、フィッティングモデルとして入れた。図 5.3 にそのモデルを示す。

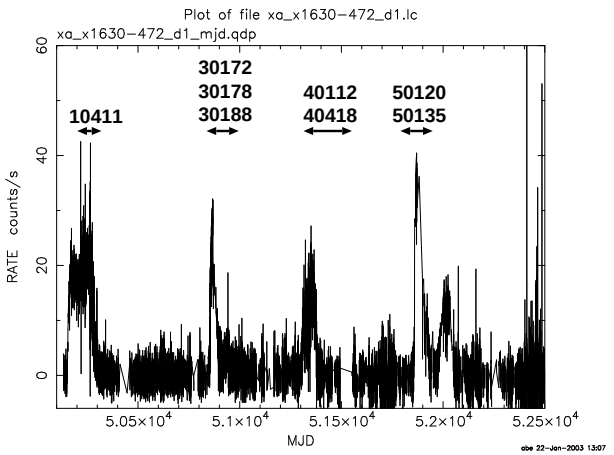


図 5.1: RXTE ASM による 4U1630-47 のライトカーブ。番号は観測 ID

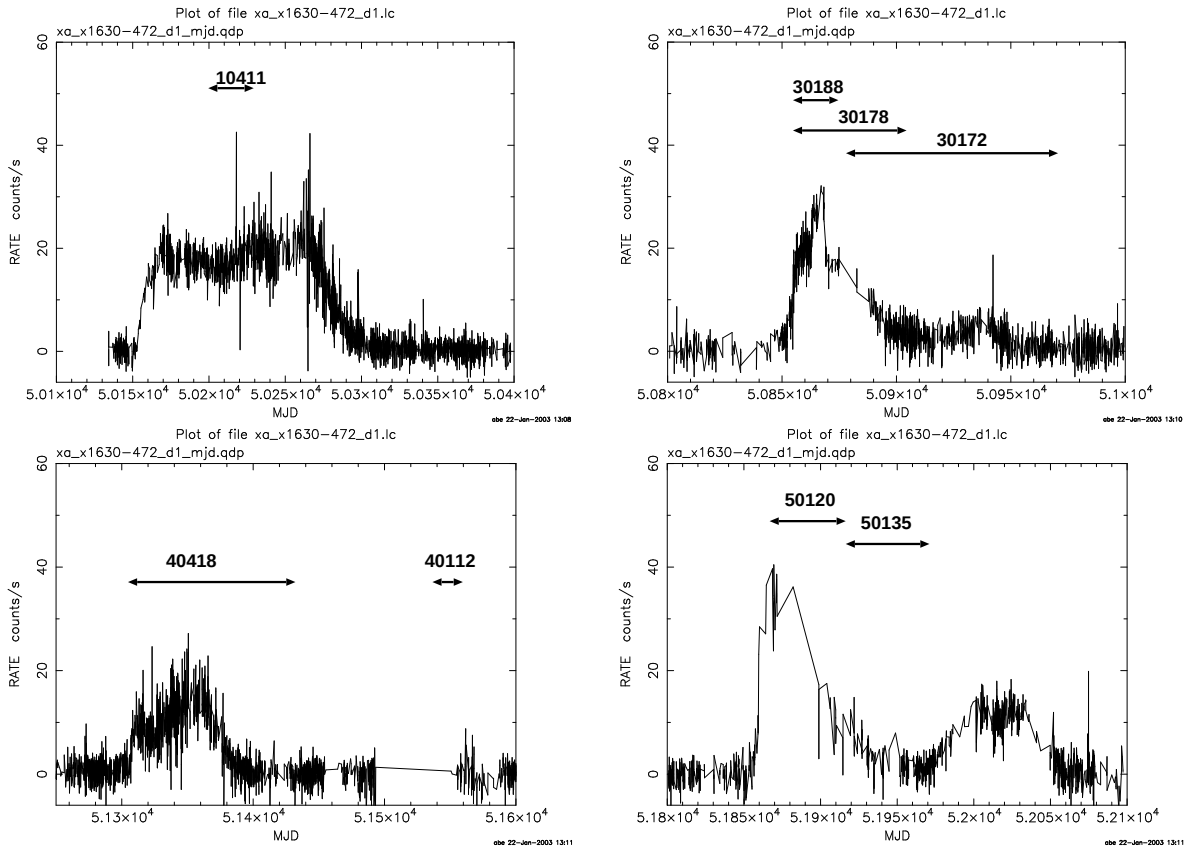


図 5.2: それぞれの観測時期のライトカーブ

モデル	パラメータ	平均値
wabs	N_H ($10^{22}cm^{-2}$)	1.62
bremss	kT (keV)	17.00
	normalization (cm^{-5})	0.025
gaussian	Line E (keV)	6.58
	normalization (photons/cm^2/s^1)	5.98×10^{-4}

表 5.1: バックグラウンドモデルのパラメータ

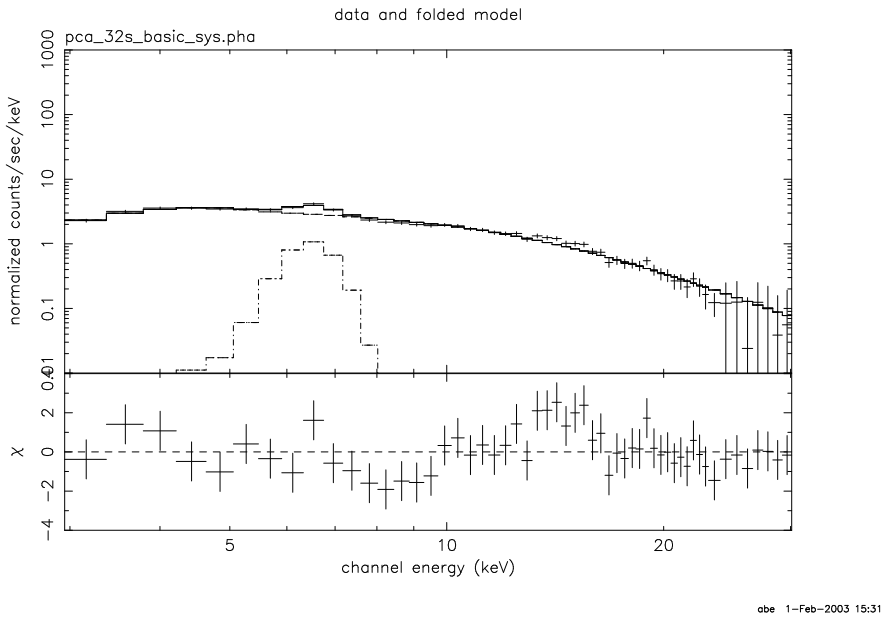


図 5.3: 銀河面からのバックグラウンドモデル。クロスは ID40112 の実データ

表 5.2: 全データリスト

Observation ID	UT	MJD	観測時間 (sec)	Observation ID	UT	MJD	観測時間 (sec)
10411-01-01-00	1996-05-08	50211	2976.0	30172-01-16-00	1998-04-21	50924	9504.0
10411-01-02-00	1996-05-03	50206	2976.0	30172-01-17-00	1998-04-22	50925	1536.0
10411-01-03-00	1996-05-04	50207	2976.0	30172-01-17-01	1998-04-23	50926	224.0
10411-01-04-00	1996-05-06	50209	64.0	30172-01-17-02	1998-04-24	50927	368.0
10411-01-05-00	1996-05-07	50210	3360.0	30172-01-17-03	1998-04-25	50928	368.0
10411-01-06-00	1996-05-05	50208	2032.0	30172-01-17-04	1998-04-26	50929	416.0
10411-01-07-00	1996-05-09	50212	3360.0	30172-01-17-05	1998-04-27	50930	464.0
10411-01-08-00	1996-05-10	50213	3344.0	30172-01-17-06	1998-04-28	50931	464.0
10411-01-09-00	1996-05-11	50214	2784.0	30172-01-17-07	1998-04-29	50932	752.0
10411-01-11-00	1996-05-13	50216	3760.0	30172-01-18-00	1998-05-02	50935	1104.0
10411-01-13-00	1996-05-15	50218	2864.0	30172-01-18-01	1998-05-03	50936	960.0
10411-01-14-00	1996-05-16	50219	2720.0	30172-01-18-02	1998-05-04	50937	512.0
10411-01-15-00	1996-05-21	50224	1824.0	30172-01-18-03	1998-05-06	50939	736.0
10411-01-16-00	1996-05-29	50232	3808.0	30172-01-18-04	1998-05-09	50942	672.0
10411-01-17-00	1996-06-04	50238	3728.0	30172-01-18-05	1998-05-12	50945	352.0
10411-01-18-00	1996-05-03	50206	1456.0	30172-01-18-06	1998-05-14	50947	976.0
30172-01-01-00	1998-03-11	50883	6912.0	30172-01-18-07	1998-05-16	50949	864.0
30172-01-01-01	1998-03-04	50876	1824.0	30172-01-18-08	1998-05-18	50951	1344.0
30172-01-01-02	1998-03-05	50877	1712.0	30172-01-18-09	1998-05-19	50952	880.0
30172-01-01-03	1998-03-08	50880	1136.0	30172-01-18-10	1998-05-20	50953	1328.0
30172-01-01-04	1998-03-09	50881	1152.0	30172-01-18-11	1998-05-23	50956	1344.0
30172-01-02-00	1998-03-13	50885	6192.0	30172-01-18-12	1998-05-25	50958	1216.0
30172-01-02-01	1998-03-13	50885	2800.0	30172-01-18-13	1998-05-28	50961	912.0
30172-01-03-00	1998-03-15	50887	9584.0	30172-01-18-14	1998-05-29	50962	1328.0
30172-01-04-00	1998-03-20	50892	4736.0	30172-01-18-15	1998-06-01	50965	1472.0
30172-01-05-00	1998-03-19	50891	9152.0	30172-01-18-16	1998-06-04	50968	624.0
30172-01-06-00	1998-03-21	50893	9456.0	30172-01-18-17	1998-06-06	50970	496.0
30172-01-07-00	1998-03-23	50895	9072.0	30172-01-18-18	1998-03-11	50883	880.0
30172-01-08-00	1998-03-27	50899	1200.0	30178-01-01-00	1998-02-09	50853	1056.0
30172-01-08-01	1998-03-26	50898	128.0	30178-01-02-00	1998-02-09	50853	1168.0
30172-01-08-02	1998-03-28	50900	832.0	30178-01-03-00	1998-02-11	50855	1488.0
30172-01-08-03	1998-04-01	50904	896.0	30178-01-04-00	1998-02-12	50856	1728.0
30172-01-08-04	1998-04-18	50921	480.0	30178-01-05-00	1998-02-13	50857	1488.0
30172-01-09-00	1998-04-01	50904	9296.0	30178-01-06-00	1998-02-14	50858	1520.0
30172-01-10-00	1998-04-03	50906	6784.0	30178-01-07-00	1998-02-15	50859	1424.0
30172-01-11-00	1998-04-04	50907	9408.0	30178-01-08-00	1998-02-16	50860	1232.0
30172-01-12-00	1998-04-06	50909	4800.0	30178-01-09-00	1998-02-17	50861	1376.0
30172-01-13-00	1998-04-08	50911	9312.0	30178-01-10-00	1998-02-18	50862	1712.0
30172-01-14-00	1998-04-10	50913	8928.0	30178-01-11-00	1998-02-19	50863	1296.0
30172-01-15-00	1998-04-20	50923	9728.0	30178-01-12-00	1998-02-20	50864	1648.0

表 5.3: 全データリスト (続き)

Observation ID	UT	MJD	観測時間 (sec)	Observation ID	UT	MJD	観測時間 (sec)
30178-01-13-00	1998-02-23	50867	1584.0	40112-01-16-00	2000-01-02	51545	752.0
30178-01-14-00	1998-02-26	50870	1952.0	40112-01-17-00	2000-01-02	51545	816.0
30178-01-15-00	1998-03-02	50874	1456.0	40112-01-18-00	2000-01-03	51546	1424.0
30178-01-16-00	1998-03-09	50881	1936.0	40112-01-19-00	2000-01-03	51546	976.0
30178-01-17-00	1998-03-12	50884	1632.0	40112-01-20-00	2000-01-04	51547	656.0
30178-01-18-00	1998-03-17	50889	1456.0	40112-01-21-00	2000-01-04	51547	928.0
30178-01-19-00	1998-03-25	50897	1600.0	40112-01-22-00	2000-01-04	51547	752.0
30178-01-20-00	1998-03-31	50903	1280.0	40112-01-23-00	2000-01-05	51548	800.0
30178-02-02-00	1998-02-13	50857	464.0	40112-01-24-00	2000-01-06	51549	832.0
30188-02-02-00	1998-02-12	50856	2064.0	40112-01-26-00	2000-01-07	51550	944.0
30188-02-03-00	1998-02-12	50856	1728.0	40112-01-27-00	2000-01-08	51551	816.0
30188-02-05-00	1998-02-13	50857	2528.0	40112-01-30-00	2000-01-11	51554	880.0
30188-02-06-00	1998-02-14	50858	2416.0	40112-01-31-00	2000-01-11	51554	864.0
30188-02-07-00	1998-02-14	50858	2448.0	40112-01-33-00	2000-01-12	51555	704.0
30188-02-08-00	1998-02-16	50860	2064.0	40112-01-34-00	2000-01-13	51556	960.0
30188-02-09-00	1998-02-16	50860	1840.0	40112-01-35-00	2000-01-13	51556	928.0
30188-02-10-00	1998-02-17	50861	1984.0	40112-01-36-00	2000-01-14	51557	1776.0
30188-02-11-00	1998-02-18	50862	3200.0	40418-01-01-00	1999-05-08	51306	1600.0
30188-02-12-00	1998-02-19	50863	2624.0	40418-01-02-00	1999-05-10	51308	3456.0
30188-02-13-00	1998-02-20	50864	1280.0	40418-01-03-00	1999-05-12	51310	896.0
30188-02-14-00	1998-02-20	50864	1120.0	40418-01-06-00	1999-05-16	51314	784.0
30188-02-15-00	1998-02-21	50865	1568.0	40418-01-08-00	1999-05-20	51318	1904.0
30188-02-16-00	1998-02-21	50865	944.0	40418-01-09-00	1999-05-22	51320	1520.0
30188-02-17-00	1998-02-22	50866	1472.0	40418-01-10-00	1999-05-24	51322	1280.0
30188-02-21-00	1998-02-27	50871	2240.0	40418-01-12-00	1999-05-28	51326	688.0
30188-02-21-01	1998-02-27	50871	1440.0	40418-01-12-01	1999-05-28	51326	800.0
30188-02-22-00	1998-02-28	50872	6048.0	40418-01-13-00	1999-05-30	51328	2464.0
30188-02-23-00	1998-03-01	50873	1744.0	40418-01-15-00	1999-06-03	51332	3152.0
40112-01-01-00	1999-12-25	51537	928.0	40418-01-16-00	1999-06-08	51337	1232.0
40112-01-03-00	1999-12-26	51538	976.0	40418-01-17-00	1999-06-14	51343	1152.0
40112-01-05-00	1999-12-27	51539	912.0	40418-01-17-01	1999-06-14	51343	400.0
40112-01-06-00	1999-12-28	51540	896.0	40418-01-18-03	1999-06-18	51347	1344.0
40112-01-07-00	1999-12-28	51540	832.0	40418-01-19-00	1999-07-03	51362	768.0
40112-01-09-00	1999-12-29	51541	896.0	40418-01-22-00	1999-07-21	51380	1280.0
40112-01-10-00	1999-12-30	51542	1664.0	40418-01-22-01	1999-07-21	51380	1120.0
40112-01-11-00	1999-12-30	51542	880.0	40418-01-23-00	1999-07-22	51381	1792.0
40112-01-12-00	1999-12-31	51543	848.0	40418-01-24-00	1999-07-23	51382	1776.0
40112-01-13-00	1999-12-31	51543	864.0	40418-01-25-00	1999-07-24	51383	1664.0
40112-01-14-00	2000-01-01	51544	848.0	40418-01-26-00	1999-07-25	51384	1712.0
40112-01-15-00	2000-01-01	51544	672.0	40418-01-27-00	1999-07-26	51385	944.0

表 5.4: 全データリスト (続き)

Observation ID	UT	MJD	観測時間 (sec)
40418-01-28-00	1999-07-27	51386	1072.0
40418-01-29-00	1999-07-28	51387	1136.0
40418-01-30-00	1999-07-29	51388	1232.0
40418-01-31-00	1999-07-30	51389	1472.0
40418-01-32-00	1999-07-31	51390	1424.0
40418-01-33-00	1999-08-01	51391	1424.0
40418-01-34-00	1999-08-03	51393	2384.0
40418-01-35-00	1999-08-04	51394	1776.0
40418-01-36-00	1999-08-05	51395	1008.0
40418-01-37-00	1999-08-07	51397	832.0
40418-01-37-01	1999-08-07	51397	544.0
40418-01-38-00	1999-08-08	51398	784.0
40418-01-40-00	1999-08-10	51400	896.0
40418-01-41-00	1999-08-12	51402	1104.0
40418-01-45-00	1999-09-15	51436	2240.0
50120-01-01-00	2000-11-16	51864	1808.0
50120-01-02-00	2000-11-16	51864	3280.0
50120-01-02-01	2000-11-17	51865	704.0
50120-01-05-00	2000-12-23	51901	1456.0
50120-01-06-00	2000-12-27	51905	1952.0
50120-01-07-00	2000-12-29	51907	1648.0
50120-01-09-00	2001-01-05	51914	1328.0
50135-02-01-00	2001-01-08	51917	1984.0
50135-02-02-00	2001-01-09	51918	1968.0
50135-02-03-00	2001-01-11	51920	1824.0
50135-02-04-00	2001-01-13	51922	1984.0
50135-02-06-00	2001-01-17	51926	2368.0
50135-02-07-00	2001-01-19	51928	1968.0
50135-02-10-00	2001-01-25	51934	1792.0
50135-02-11-00	2001-01-27	51936	1904.0
50135-02-15-00	2001-02-04	51944	912.0
50135-02-16-00	2001-02-06	51946	896.0
50135-02-18-00	2001-02-10	51950	1984.0
50135-02-19-00	2001-02-12	51952	1952.0
50135-02-22-00	2001-02-18	51958	1904.0
50135-02-24-00	2001-02-22	51962	1904.0
50135-02-25-00	2001-02-24	51964	1920.0
50135-02-26-00	2001-02-26	51966	816.0
50135-02-26-01	2001-02-26	51966	896.0
50135-02-27-00	2001-02-28	51968	1904.0
50135-02-28-00	2001-03-02	51970	1904.0

5.2 標準降着円盤モデルによるスペクトルフィッティング

標準降着円盤から観測される X 線スペクトルは 2 章で述べたように soft state では soft 成分と hard 成分がある。soft 成分が dbb モデルで、hard 成分が power-law モデルでよく合うので dbb + po でフィッティングを行う。低エネルギー側の吸収を表す wabs モデルのパラメータ N_H は 4U1630-47 の暗い時期の N_H が 9 ~ 10 なので 9.5 で固定している (単位は $10^{22}cm^{-2}$)。例として観測 ID30172-01-05-00 のデータをフィッティングしたスペクトルを図 5.4 に示す。図 5.4 から 7keV 以下では dbb 成分が強く、10keV 以上ではほぼ power-law 成分のみになっていることが分かる。また 10keV 以下でモデルがデータとあまり合っていない。ブラックホール連星の X 線スペクトルでは鉄の吸収端がよく観測されるので edge モデルを上記のモデルに加えて (dbb + po) × edge でフィッティングしなおしたところ図 5.5 のようになり、reduced χ^2 の値が 1 に近くなっている。吸収端のエネルギーは 9keV くらいに求まった。中性の鉄の吸収は 7keV 付近で起こるが、鉄が電離しているときは電子の遮蔽効果がなくなり 9keV まで上がる。

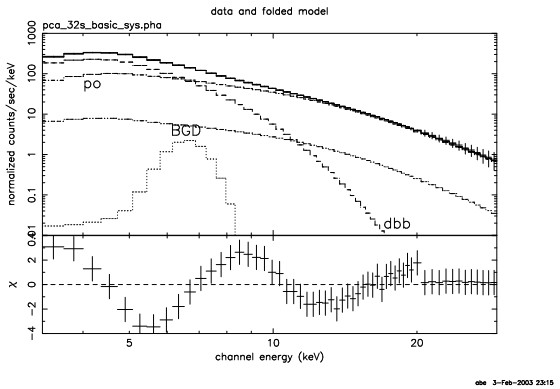


図 5.4: dbb+po でフィットしたスペクトル。reduced χ^2=2.32

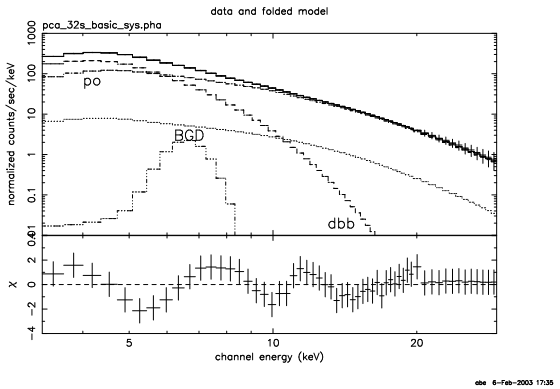


図 5.5: (dbb+po)×edge でフィットしたスペクトル。reduced χ^2=0.88

図 5.6 は (dbb + po) × edge モデルのフィッティングで得られた全データのベストフィットパラメータと reduced χ^2 である。横軸は観測 ID10411 では観測日 MJD から 50100 を引いたもの (MJD − 50100)、ID30172 と 30178 と 30188 では MJD − 50690、ID40418 では MJD − 51010、ID50120 と 50135 では MJD − 51420 である。r_{in} は、dbb の normalization K_{dbb} の定義が、

$$K_{\rm dbb} = \left(\frac{r_{\rm in}}{1\ {\rm km}} \cdot \frac{10\ {\rm kpc}}{D} \right)^2 \cos i$$

となっているので、これから求めた。4U1630-47 は傾斜角 i がはっきりと分かっていないので $\cos i = 1/\sqrt{3}$ として計算した。L_{disk} は式 (2.2) から計算し、L_{pow} は power-law の 0.1 ~ 100keV のフラックス f_{pow} から $L_{pow}=4\pi D^2 f_{pow}$ を使って求めている。D は 4U1630-47 まで

の距離で 10kpc と仮定している。また L_{tot}=L_{disk}+L_{pow} である。図 5.6 から次のことがわかる。

- X 線光度はだいたい $4\times\ 10^{38}$ ~ $2\times\ 10^{39}$ erg/s になっている。観測 ID30178、30188 では L_{pow} が他の時期に比べて $2\times\ 10^{37}$ ~ $8\times\ 10^{37}$ erg/s と大きい。一方、ID10411 では L_{pow} が非常に小さく $3\times\ 10^{36}$ erg/s 以下である。

- T_{in} はだいたい 0.5 ~ 1.5keV だが、観測 ID30178 と 30188 では 1.5keV 以上と著しく高い。

- R_{in} はほぼ 30 ~ 50km になっている。すると半径と質量の関係からブラックホールの質量 M_{BH} は 3.4 ~ 5.6$M_{\odot}$ となる。しかし、観測 ID30178 と 30188 では R_{in} は 10km 以下と極端に小さくなっていて、M_{BH} ~ 1.1$M_{\odot}$ となるのでおかしい。また観測 ID10411 でも 25km くらいと少し小さい。

- photon index は典型的なブラックホール連星と同じ 2 ~ 2.5 のものが多いが、暗いときに 1.5 ~ 2 になる傾向がある。また観測 ID10411 では 3 ~ 3.5 と異常に大きい。

- E_{edge} は 9 ~ 10keV であるが、観測 ID10411、30178、30188 では 9keV より小さい。

- τ_{edge} はだいたい 0.2 であるが観測 ID10411 では 3 ~ 4 と大きくなっている。また観測 ID30178 と 30188 では他の時期に比べて小さく ~ 0.05 くらいとなっている。

- ほとんどの時期で χ^2 ~ 1 でフィッティングが良いが、観測 ID10411 では χ^2 が 1 ~ 5 と大きくフィッティングがあまり良くない。

以上のことから、4U1630-47 の X 線スペクトルの状態は 3 種類に分類される。1 つは標準降着円盤モデルでよく合っている状態 (図 5.7(c)) で、観測 ID30172 の後半、40418、50120、50135。そして標準降着円盤モデルで合わない時期で観測 ID10411、30178、30188 であるが、ID10411(図 5.7(a)) と 30178/30188(図 5.7(b)) ではスペクトルの形は大きく異なり、ID10411 では dbb が支配的で、ID30178 と 30188 では power-law が支配的である。

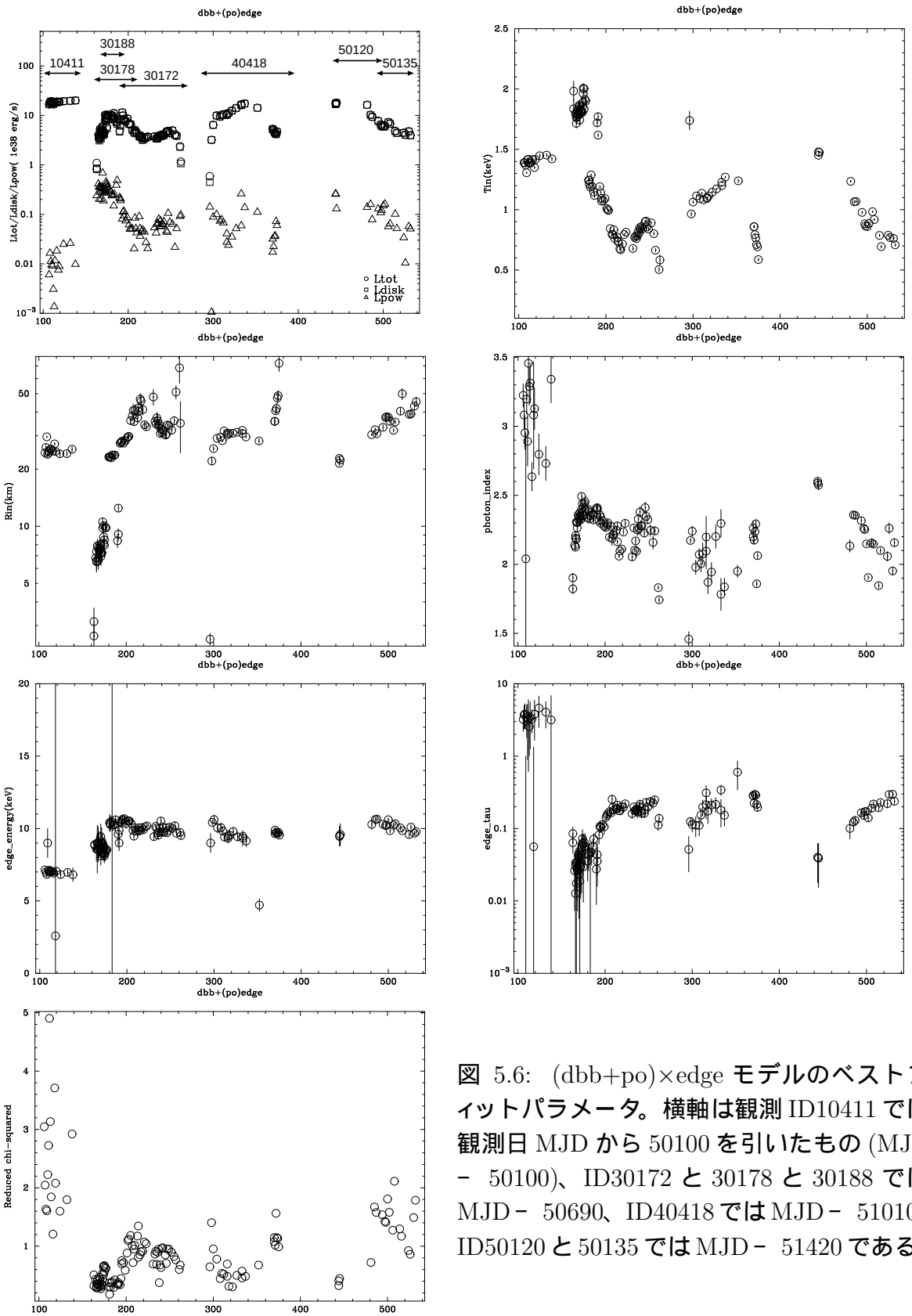
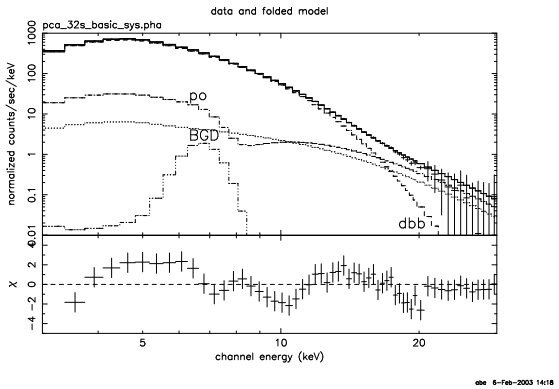
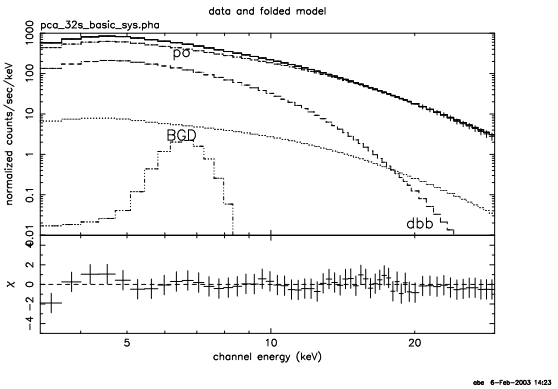


図 5.6: (dbb+po)×edge モデルのベストフィットパラメータ。横軸は観測 ID10411 では観測日 MJD から 50100 を引いたもの (MJD − 50100)、ID30172 と 30178 と 30188 では MJD − 50690、ID40418 では MJD − 51010、ID50120 と 50135 では MJD − 51420 である。

(a) **観測** ID10411-01-01-00



(b) **観測** ID30188-02-11-00



(c) **観測** ID50120-01-05-00(**標準状態**)

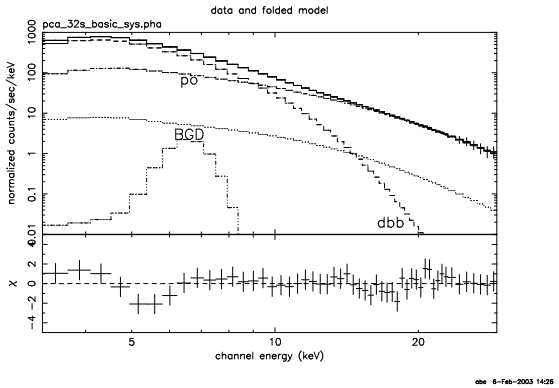


図 5.7: (dbb+po)×edge **モデルでフィットした様子**

5.3 逆コンプトン散乱を考慮したフィッティング

観測 ID30178 と 30188 は他の時期と比較して R_{in} が小さくて変動していることから、2 章で述べたように逆コンプトン散乱がきいている可能性がある。そのため compbb モデルを加えて、wabs×(dbb + po + compbb) でフィッティングをしてみた。また観測 ID10411 も photon index がかなり大きかったり R_{in} が少し小さいので、これについても同じようにフィッティングを行った。compbb のパラメータは Kubota et al. (2001) に従い、黒体放射の温度 T_{bb} を T_{in} と同じに固定し、散乱体の高温プラズマの電子温度は T_e=10keV で固定した。また power-law の photon index は compbb モデルを入れると決まりにくくなるので 2 に固定した。図 5.8 に観測 ID10411、30178、30188 について dbb + po + compbb でフィッティングを行った結果のパラメータを示す。降着円盤の最も内側の半径は

$$R_{\rm in} = \sqrt{R_{\rm dbb}^2 + R_{\rm cbb}^2}$$

で求める。R_{cbb} は式 (2.1) と

$$K_{\rm cbb} = \left(\frac{10\ {\rm kpc}}{D}\right)^2 \left(\frac{L}{10^{39}\ {\rm erg/s}}\right)\ \cos i$$

から求める。K_{cbb} は compbb の normalization で、dbb モデルと同様に $\cos i$=$1/\sqrt{3}$ とする。L_{disk} はこの R_{in} を使って式 (2.2) から計算し、式 (2.3) の補正を行った。上の R_{in} の計算は L_{disk}=$4\pi R_{in}^2 \sigma T_{in}^4$ のうちの R_{dbb} の分が普通の黒体放射として放射され、残りの R_{dbb} の分が黒体放射の逆コンプトン散乱として放射されることを意味する。この図から

- 図 5.6 に比べてほとんどの時期で R_{in} が大きくなり、dbb + po でフィットした他の時期の R_{in}=40 ~ 50km とほぼ一致するようになった。ただ、観測 ID30178、30188 の最初の増光中の時期は R_{in} がまだ小さい。
- T_{in} が図 5.6 では 1.5keV 以上だったのに対して 1 ~ 1.3keV くらいに下がっている。
- 観測 ID30178、30188 では前半が τ_{cbb} ~ 2、後半が τ_{cbb} ~ 1.5 になっている。一方、ID10411 では τ_{cbb} ~ 0.04。
- X 線光度は ID30178、30188 の最初を除いて $2.5 \times\ 10^{39}$ erg/s でほぼ一定となっている。
- 観測 ID10411 の χ^2 の値が図 5.6 に比べて 1 に近くなり、フィッティングが著しく良くなっている。

ということが分かる。Kubota et al. (2001) によると dbb + po モデルで R_{in} の変動があった GRO J1655-40 なども τ_{cbb} が 2 くらいになっていて、ID30178 と 30188 の結果はこれと良く一致している。図 5.9 に観測 ID10411 と 30188 のフィットしたスペクトルを示す。図 5.9(a) では power-law 成分がなく、またどちらの時期も dbb 成分が弱くて compbb 成分が支配的であることがわかる。

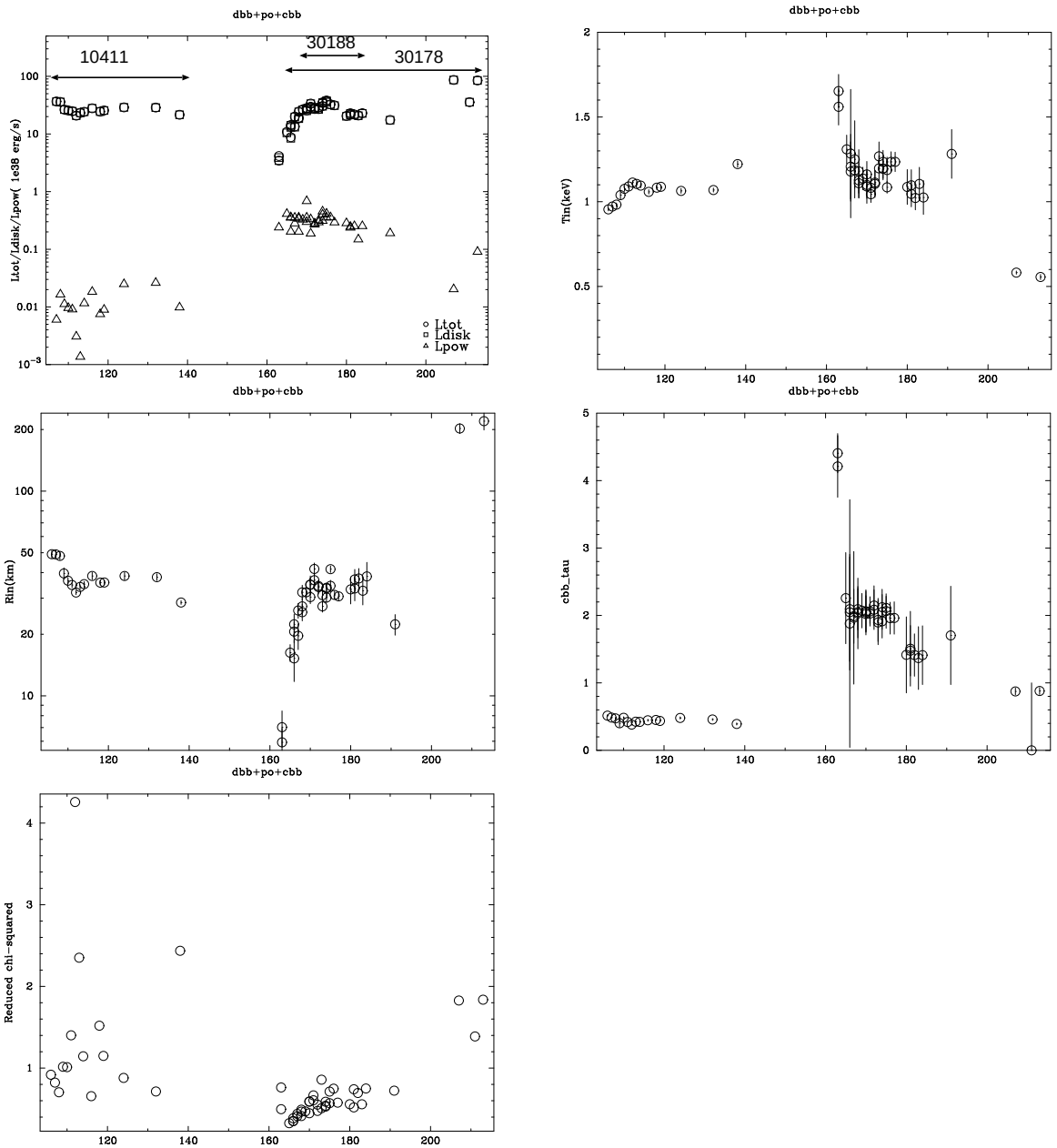


図 5.8: dbb+po+compbb モデルのベストフィットパラメータ

(a) 観測 ID10411-01-01-00　　(b) 観測 ID30188-02-11-00

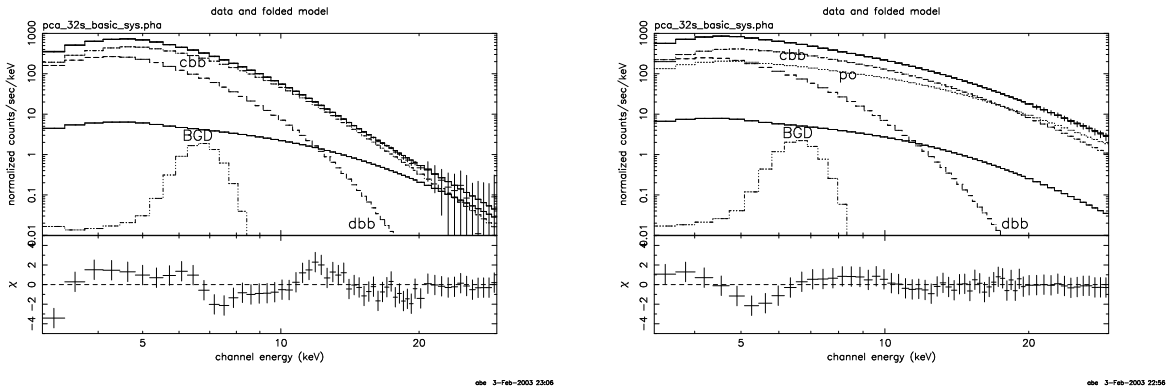


図 5.9: dbb+po+cbb モデルでフィットしたスペクトル

5.4 考察

§5.2、§5.3 で観測時期によってよく合うスペクトルモデルが違うことがわかった。そこでまとめとして、図 5.10 では観測 ID10411、30178、30188 については compbb モデルを入れた結果を、その他の時期については (dbb + po) × edge モデルの結果をそれぞれプロットしている。ID10411、30178、30188 の時期は (dbb + po) × edge モデルでは R_{in} が小さく T_{in} が大きかったが、逆コンプトン散乱を考慮することで R_{in} は他の時期の値とほぼ一致し、T_{in} も 1 ~ 1.3keV になった。全観測で R_{in} はだいたい 30 ~ 50km なので M_{BH} は $3.4 \sim 5.6 M_{\odot}$ で、T_{in} は 0.5 ~ 1.3keV になっている。X 線光度を見ると逆コンプトン散乱を考慮した時期は 2.5×10^{39} erg/s と極めて高くなっていて、また ID30178、30188 では L_{pow} も $2 \times 10^{37} \sim 6 \times 10^{37}$ erg/s で他の時期に比べて非常に大きい。R_{in} の変動が確認されている GRO J1655-40 でも同じように R_{in} が変動している時期では L_{pow} が大きく、その前の時期では小さくなっている (Kubota et al. 2001)。一方、観測 ID10411 では L_{tot} と L_{disk} は ID30178 や 30188 と同じくらいだが、L_{pow} が著しく小さい。

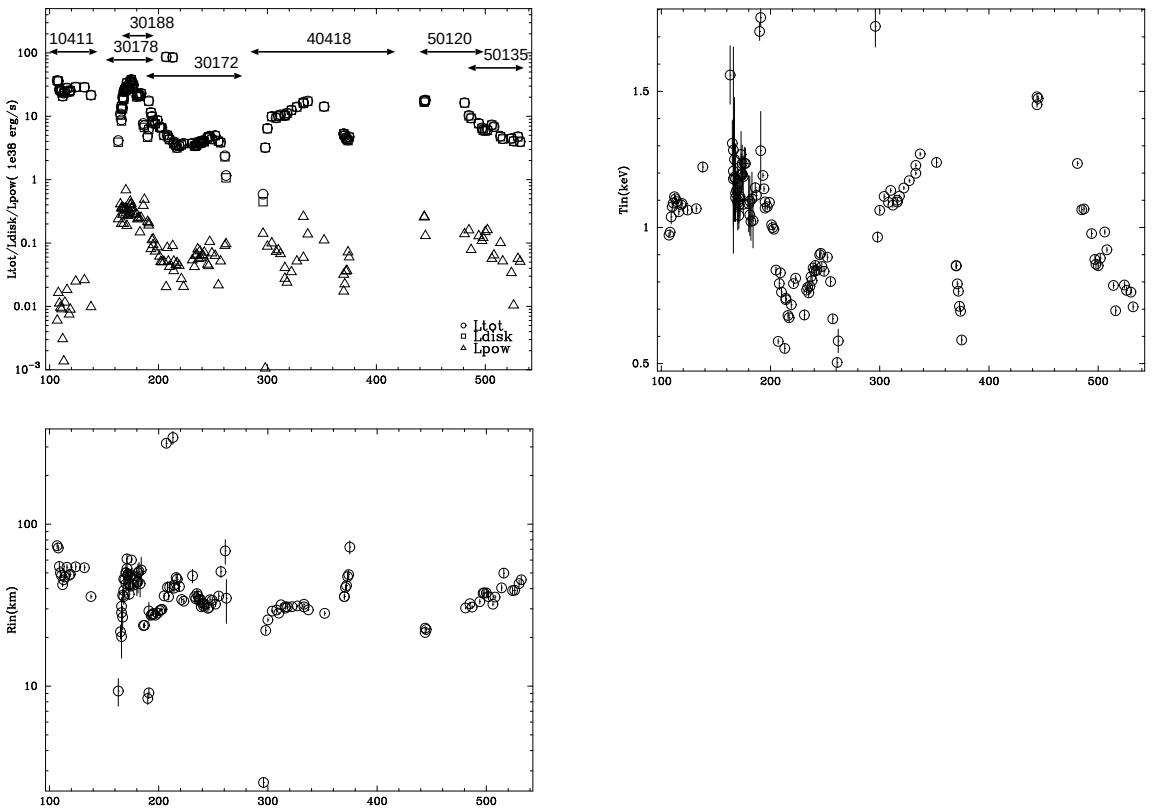


図 5.10: それぞれのモデルでのベストフィットパラメータ

図5.10で示したパラメータの相関図を図5.11に示す。compbbモデルのT_eの値をKubota et al. (2001)では7 ~ 12keVでフィッティングが良く合ったため10keVとしている。τ_{compbb}はT_eと独立ではないのでτ_{compbb}が正確に見積もられず、R_{in}とL_{disk}には比較的大きなsystematic uncertaintyが含まれる。まず図5.11(a)について見ると、ほとんどの時期で$L_{disk} \propto T^4$になっており、標準降着円盤モデルで式(2.1)から予想されるとおりになっている。一方、観測ID10411、30178、30188では少し外れている。これはcompbbを入れたフィッティングではphoton-indexを2に固定しているためかもしれない。実際にphoton-index=2.3でフィッティングを行うとR_{in}は小さくなった。次に図5.11(b)を見ると、T_{in}が0.6 ~ 1.5keVの広い範囲にわたってR_{in}は30 ~ 50kmでそろっているが、T_{in}が小さいほどR_{in}がわずかに大きくなる傾向がある。また、ID10411、30178、30188については同じT_{in}に対してR_{in}が大きめにでている。図5.11(c)はディスク成分(dbbあるいはdbb+compbb)とpower-law成分のそれぞれのX線光度の関係を示す。2つの成分のX線光度はほぼ相関しているが、ID10411は相関から外れていてpower-law成分のX線光度が著しく低い。

以上のことから、$(\mathrm{dbb} + \mathrm{po}) \times \mathrm{edge}$モデルでフィッティングしたときに見られた$R_{in}$の変動は、dbb成分の一部が逆コンプトン散乱すると考えることで、実際に変動しているのではなく見かけ上のものであることがわかり、4U1630-47の質量は$3.4 \sim 5.6\left(\frac{D}{10\mathrm{kpc}}\right)\left(\frac{\cos i}{3^{-\frac{1}{2}}}\right)^{-\frac{1}{2}} M_\odot$となった。4U1630-47についてもX線光度が非常に明るいときには放射圧によってディスクの内側が膨らむため、dbb成分の一部が逆コンプトン散乱されると考えるとうまく説明できる。

4U1630-47の最も明るい時期ではX線光度が$2.9\times10^{39}\left(\frac{D}{10\mathrm{kpc}}\right)^2\left(\frac{\cos i}{3^{-\frac{1}{2}}}\right)$erg/sにもなる。質量Mの天体が安定して放射できるX線光度には限界があり、Eddington光度と呼ばれる。これは放射圧と重力のつりあいで決まり、$L_{edd} \sim 2\times10^{38}\left(\frac{M}{M_\odot}\right)$erg/sである。すると4U1630-47の質量は$M=3.4\text{-}5.6M_\odot$と求まっているので、$L_{edd} \leq 1.2 \times 10^{39}$ erg/sとなってしまい上の2.9×10^{39}erg/sよりも下回ってしまう。これはR_{in}を求めるときに距離をD=10kpc、ディスクと視線方向の傾斜角iを$\cos i = \frac{1}{\sqrt{3}}$と仮定しているのが原因かもしれない。

$$M_{\mathrm{BH}} \propto R_{\mathrm{in}} \propto D \cdot \cos^{-\frac{1}{2}} i$$
$$L \propto R_{\mathrm{in}}^2 \propto \left(D \cdot \cos^{-\frac{1}{2}} i\right)^2$$

という関係があるため、$D\cos^{-\frac{1}{2}} i$がもっと小さければEddington光度を満たす。$L < L_{edd}$という条件と§2.2.1で述べた$M_{BH} > 3M_\odot$という条件も考慮すると

$$0.5 < \left(\frac{D}{10\mathrm{kpc}}\right)\left(\frac{\cos i}{3^{-\frac{1}{2}}}\right)^{-\frac{1}{2}} < 0.5$$

になる。右側がM_{BH}で左側がL_{edd}からの制限である。これから、

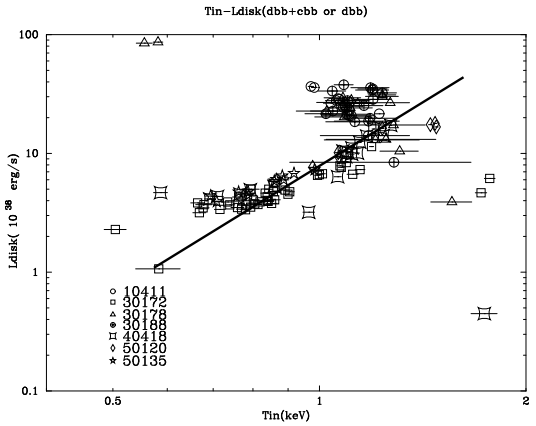
$$\left(\frac{D}{10\mathrm{kpc}}\right)\left(\frac{\cos i}{3^{-\frac{1}{2}}}\right)^{-\frac{1}{2}} \sim 0.5$$

となるので、M_{BH} は

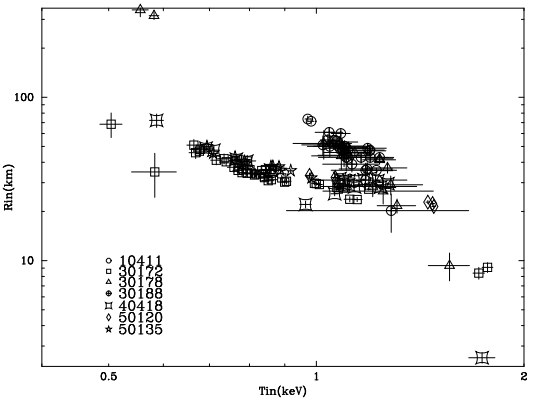
$$M_{\rm BH} = 3.4 \sim 5.6 \left(\frac{D}{10{\rm kpc}} \right) \left(\frac{\cos i}{3^{-\frac{1}{2}}} \right)^{-\frac{1}{2}} M_{\odot} \quad \sim 3 M_{\odot}$$

$3.4M_{\odot}$ では $3M_{\odot}$ より小さくなるため $5.6M_{\odot}$ を採用しているが、R_{in} との対応をみると $3.4M_{\odot}$ の方が正しそうであり、議論の余地がある。

(a)T_{in} vs. L_{disk}



(b)T_{in} vs. R_{in}



(c)L_{pow} vs. L_{disk}

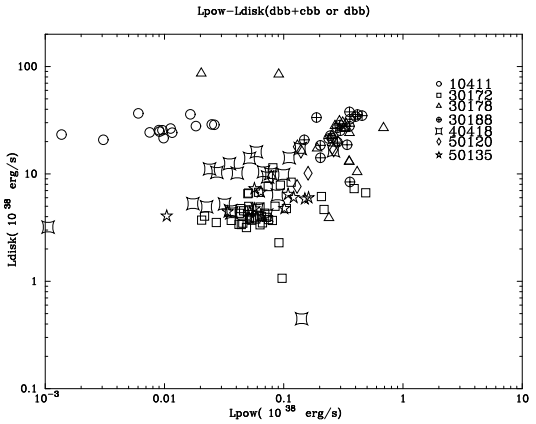


図 5.11: パラメータの相関図。(a) の直線は $L_{disk} \propto T^4$ を表す

図 5.12 は (dbb + po)× edge モデルで良く合った時期のパラメータの相関図である。図 5.12(a) は power-law 成分の X 線光度と photon-index の関係を示す。全体的に X 線光度が大きいとき photon-index が大きい (スペクトルの傾きが急)。しかし、ID10411 ではこの傾向からはずれている。図 5.12(b) では L_{pow} と τ_{edge} の間に負の相関があり、また τ_{edge} はだいたい 0.1 ~ 0.3 になっている。L_{pow} が大きくなると降着円盤周囲の反射物質がより電離されて、吸収エッジが小さくなることを意味しているかも知れない。

(a)L_{pow} vs. photon-index　　(b)L_{pow} vs. τ_{edge}

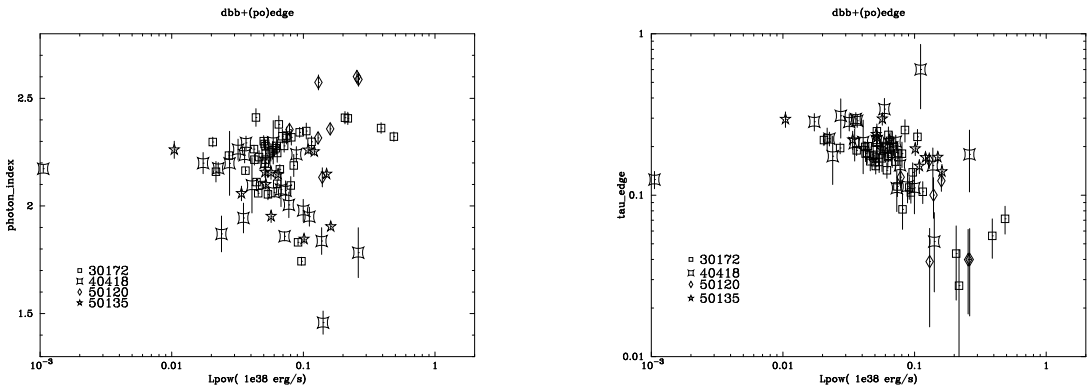


図 5.12: (dbb+po)×edge モデルで得られたパラメータの相関図

5.5　今後の課題

今回の解析では

- 逆コンプトン散乱を考慮した観測 ID10411、30178、30188 で、L_{disk} と R_{in} が大きい (図 5.11(a)(b))

  前にも述べたようにこれは photon-index を 2 に固定していることから生じている可能性がある。20-100keV の RXTE/HEXTE のデータを解析することによって、より正確に photon-index を決めることができるかもしれない。

- 標準降着円盤モデルの合う時期 (ID30172、40418、50120、50135) で T_{in} が低いとき R_{in} が大きい。(図 5.11(b))

- 観測 ID10411 では power-law が弱く、τ_{compbb} も小さい (図 5.9)

- dbb+po で合っている時期のスペクトルフィッティングでは図 5.5 のように edge モデルを入れても 10keV くらいで少し残差がうねっている。ブラックホール連星の場

合、edge は broad であるとも言われている (Ebisawa et al. 1994) ので、そうしたモデルを入れて正確に $\tau_{\rm edge}$ を見積もる必要がある。

などの問題点も見つかり、さらに詳しい解析が必要である。

謝辞

本研究を行うにあたって、基礎から御指導をして下さった深沢泰司先生、大杉節先生に心から深く感謝いたします。基本的な解析方法から教えて下さった佐藤桂子さん、大戸彰三さんに感謝いたします。また、さまざまな助言や励ましをして下さった高エネルギー宇宙 · 素粒子実験研究室の皆様、ありがとうございました。そして事務処理等でお世話になった上原綾乃さんに感謝します。

参考文献

[1] 久保田 あや 博士論文 (東京大学) 2001

[2] 佐藤 桂子 卒業論文 (広島大学) 2002

[3] 滝沢 守 修士論文 (東京大学) 1991

[4] Augusteijin, T., Kuulkers, E., & van Kerwijk, M. H. 2001, A&A, 375, 447

[5] Ebisawa et al. 1994, PASJ, 46, 375

[6] Kuulkers, E., Parmar, A. N., Kitamoto, S., Cominsky, L. R., & Sood, R. K. 1997, MNRAS, 291, 81

[7] Nishimura, J., Mitsuda, K., & Itoh, M. 1986, PASJ, 38, 819

[8] Oosterbroek, T., Parmar, A. N., Kuulkers, E., Belloni, T., van der Klis, M., Frontera, F., & Santangelo, A. 1998, A&A, 340, 431

[9] Tomsick, J. A., & Kaaret, P. 2000, ApJ, 537, 448

[10] Trudolyubov, S. P., Borozdin, K. N., & Priedhorsky, W. C. 2001, MNRAS, 322, 309

[11] Valinia, A., & Marshall, F. E. 1998, ApJ, 505, 134