

# 弱磁場中性子星を含む低質量X線連星の 輝線を用いた臨界降着流の研究

広島大学大学院 理学研究科 物理科学専攻  
高エネルギー宇宙・可視赤外線天文学研究室

M065929

白井 裕久

主査: 深沢泰司 副査: 山本 一博

2009年02月10日

## 概要

中性子星 (NS) やブラックホールといったコンパクト天体と通常の恒星がなす連星系では恒星からコンパクト天体への質量降着が起こり、降着円盤を形成する。その際、静止エネルギーの $\sim 10\%$ もの重力エネルギーを解放することによって X 線で明るく輝いており、X 線連星とよばれる。X 線連星の中で、コンパクト天体が  $10^8 G$  以下の弱磁場中性子星で X 線光度が  $\sim 10^{38} \text{ erg/s}$  というエディントン臨界光度に近い天体がいる (NS-LMXB)。このような天体の X 線エネルギースペクトルの連続成分が熱的な放射で特徴が無く、輝線も弱いために降着円盤と中性子星表面からの放射がどのように寄与しているか、いまだによくわかっていない。また、数時間 $\sim$ 数日の時間スケールで状態遷移を起こすが、このような状態遷移の原因や各状態での詳しい物理的描像は解明されていない。さらに、このような天体は非常に明るいため、観測機器の限界を超えた数の光子を検出し、パイルアップなどの現象が起こる。このような現象が起こると、連続成分を正確に決定することが困難になる。そこで、本研究では検出器のキャリブレーションを標準天体から行い、スペクトルの連続成分を正確に決定することで NS-LMXB の状態遷移の詳しい描像と放射モデルの統一した描像および、輝線を用いた詳細な物理的描像を調べた。

本研究では、NS-LMXB の状態遷移を調べるため、高いエネルギー分解能と 0.2-60 keV の広帯域で同時観測が可能な「すざく」衛星で観測した Cyg X-2 と GX 17+2 のデータを解析した。この 2 天体は状態遷移が激しい天体である。得られたデータから状態に応じてスペクトルを分割し解析したところ、質量降着率が増加するにつれて降着円盤からの放射が強くなった。また、Takahashi(2005) で提案されているように、質量降着率が最も高い状態へ遷移すると、 $\sim 5 \text{ keV}$  をピークに数 keV にわたる幅広いエネルギー帯域でスペクトルの変動が観測された。こうした変動をエネルギー分解能の良い検出器で検出したのは初めてである。さらに、アウトフローに伴う P Cygni profile という輝線構造を検出した。これにより、Takahashi(2005) で提案された、質量降着率が大きくなるにつれ NS の放射圧により降着円盤内側から物質がアウトフローしているといった描像を「すざく」でも検証することができた。これにより、エディントン限界付近で輝いている NS-LMXB の最も質量降着率が高い状態での振る舞いの違いについて、天体を見込む角度の違いが原因で起こるという新しい描像を得た。

# 目次

第1章	序論	8
1.1	エディントン限界光度にある X 線連星	8
1.2	本研究の目的	9
第2章	低質量 X 線連星系 (LMXB)	10
2.1	概要	10
2.2	弱磁場中性子星を含む低質量 X 線連星系 (NS-LMXB)	11
2.3	NS-LMXB の放射	11
2.3.1	連続成分の放射	11
2.3.2	多温度黒体放射モデル (MCD モデル)	12
2.3.3	Slim Disk モデル	14
2.3.4	鉄輝線放射	15
2.3.5	反射成分	17
2.4	状態遷移	17
2.4.1	Z 天体	19
2.4.2	Atoll 天体	21
第3章	「すざく」衛星	22
3.1	概要	22
3.2	「すざく」に搭載されている検出器	23
3.2.1	XRT(X-ray Telescope)	23
3.2.2	XIS(X-ray Imaging Spectrometer)	25
3.2.3	HXD(Hard X-ray Detector)	26
第4章	観測とデータリダクション	28
4.1	観測天体	28
4.2	イベントセレクション	28
4.2.1	XIS の検出器応答	29
4.2.2	パイルアップ	30
4.2.3	かに星雲 (Crab) の解析	31

4.2.4	解析天体の表面輝度分布 . . . . .	33
4.3	XIS と PIN の間のキャリブレーション . . . . .	34
<b>第 5 章</b>	<b>解析方法と結果</b>	<b>37</b>
5.1	スペクトル解析の方法 . . . . .	37
5.1.1	$\chi^2$ 検定 . . . . .	37
5.1.2	スペクトルモデル . . . . .	38
5.2	Cyg X-2 の解析結果 . . . . .	41
5.2.1	時間変動 . . . . .	41
5.2.2	スペクトル解析 . . . . .	43
5.2.3	1 keV の輝線構造 . . . . .	45
5.2.4	Dip のスペクトル中にある 6 –7 keV の構造 . . . . .	48
5.2.5	状態遷移に伴うスペクトル変動 . . . . .	52
5.3	GX 17+2 の解析結果 . . . . .	54
5.3.1	時間変動 . . . . .	54
5.3.2	スペクトル解析 . . . . .	56
5.3.3	連続成分の放射を 3 成分にしたモデル . . . . .	61
<b>第 6 章</b>	<b>Ser X-1 の解析</b>	<b>65</b>
6.1	連続成分の放射 . . . . .	65
6.2	輝線構造の解析 . . . . .	66
6.2.1	鉄輝線のエネルギー帯域での Crab 比 . . . . .	66
6.2.2	従来の解析方法による鉄輝線の再現 . . . . .	67
6.2.3	7.1 keV の窪みが吸収線による可能性 . . . . .	68
6.2.4	NS 表面からの放射が disk で反射することを考慮したモデル . . . . .	69
<b>第 7 章</b>	<b>考察</b>	<b>71</b>
7.1	状態遷移 . . . . .	73
7.1.1	Normal Branch (NB) のスペクトル . . . . .	73
7.1.2	Flaring Branch (FB) のスペクトル . . . . .	73
7.1.3	NB と FB の結合部でのスペクトル . . . . .	75
7.1.4	NB から FB へかけての状態遷移 . . . . .	76
7.2	輝線構造 . . . . .	77
7.3	NS-LMXB の描像 . . . . .	77
<b>第 8 章</b>	<b>まとめ</b>	<b>79</b>

# 表 目 次

3.1	HXD の基本性能	27
4.1	観測情報	29
4.2	Crab の観測情報。	32
4.3	それぞれの領域で求めた flux 比 <sup>†</sup> と使用する PIN の flux 比	35
5.1	Model C でスペクトルを再現したときの Gaussian モデルのパラメータ	45
5.2	NB4 のスペクトルを 3 本の Gaussian モデルで再現したときのパラメータと対応する輝線	47
5.3	Dip のスペクトルに加えた Gaussian モデルのパラメータ	50
5.4	統計を上げた Dip のスペクトルに加えた Gaussian モデルのパラメータ	51
5.5	他の状態のスペクトルに輝線・吸収線を加えたときの Gaussian モデルの norm	51
5.6	Model D でスペクトルを再現したときのパラメータ	52
5.7	Model D に黒体放射を加えたモデルでスペクトルを再現したときのパラメータ	53
5.8	Model C でスペクトルを再現したときのパラメータ	58
5.9	差分スペクトルを bb モデルで再現したときの物理量	59
5.10	GX 17+2 のスペクトルに吸収線を加えたときの結果	62
5.11	Model D でスペクトルを再現したときのパラメータ	64
6.1	反射成分を用いてスペクトルを再現したときの輝線のパラメータ	70

# 目 次

2.1	X線連星の想像図	10
2.2	Roche lobe の概念図 (「輝くブラックホール降着円盤 福江純 著」より)	11
2.3	NS-LMXB の放射領域 (左) とエネルギースペクトル (右)。低エネルギー側の点線が降着円盤からの放射モデルで高エネルギー側の点線が NS からの放射モデル。実線はふたつの放射の和を表す。	12
2.4	$T_{\text{in}} = 1\text{keV}$ での MCD モデルの X 線スペクトル。点線はそれぞれ $r/r_{\text{in}} = 1 - 1.6$ , $1.6 - 2.5$ , $2.5 - 4.0$ , $4.0 - 6.3$ , $6.3 - 10.0$ での単温度黒体放射の X 線スペクトルを表している。	14
2.5	slim disk モデル (点線) と標準降着円盤 (実線) の半径の温度依存 (左) とスペクトル (右) の図。上の線ほど質量降着率が高い。	15
2.6	鉄輝線の観測からわかること。	15
2.7	MCG 6-30-15 で観測された非対称な形の鉄輝線 (左; Miniutti et al. 2007) と理論的に考えられている放射メカニズム (右; 天文月報 2008 年 12 月号より)	16
2.8	シミュレーションによって計算された温度 $2.5\text{keV}$ の BB 放射が反射されたときのスペクトル。下から降着円盤の電離度が $\log \xi = 2, 2.5, 3$ となっている。	18
2.9	Z 天体 (左) と Atoll 天体 (右) の CCDs	18
2.10	Cyg-like (左) と Sco-like (右) の CCDs (上) と HIDs (下) (Lin et al. 2008)。	19
2.11	アウトフローの概念図。	20
2.12	Atoll 天体のスペクトル変化。island branch (左) と banana branch (右) では banana branch の方が質量降着率が高いと考えられている (Done et al. 2007)。	21
3.1	「すぎく」の外観図	22
3.2	XRT の外観 (左) と Wolter I 型 X 線反射鏡 (右)	23
3.3	XRT-I+XIS による MCG-6-30-15 という点源のイメージ (上) と、その Point Spread Function (下)。左から XRT-I0, I1, I2, I3。	24
3.4	XIS 各センサーにおける光軸の位置 (検出器座標)	24

3.5	XISの外観 . . . . .	25
3.6	CCDの断面図。FI検出器(左)とBI検出器(右)を模式的に表したものの	25
3.7	HXD検出器 . . . . .	26
3.8	HXDと他の衛星とのバックグラウンドの比較。紫と緑がそれぞれ PIN,GSOのバックグラウンドスペクトル。縦軸の数値が大きいほど バックグラウンドが多いことを表す。 . . . . .	27
4.1	XRTの有効面積のエネルギー依存。 . . . . .	30
4.2	通常天体の解析で使用する領域(左)と1/4 window modeの観測で パイルアップが起きている場合に使用する領域(右)。パイルアップし ている場合には、斜線部分の領域を除いて使用する。 . . . . .	31
4.3	Crabのスペクトルをべき型の放射モデルで再現した図。上がデータ とモデル、下がデータとモデルの比。左がXIS nominal、右がHXD nominalの観測。 . . . . .	32
4.4	Cyg X-2(左)、GX 17+2(中央)、Ser X-1(右)の表面輝度分布。x軸は天 体中心からのCCD pixel数、y軸は表面輝度(counts/pixel <sup>2</sup> /exposure)。 Cyg X-2で~45 pixelまで表面輝度が0なのは、使用している segB に天体中心が無いためである。 . . . . .	33
4.5	Cyg X-2(左)、GX 17+2(中央)、Ser X-1(右)のデータを同じスペクト ルモデルで再現した図。 . . . . .	35
4.6	SS CygのエネルギーごとのPSF。左がXIS0で右がXIS3。縦軸は中 心が1になるように規格化してある。イベント数の少ない高エネル ギー側では、半径の大きい領域では、バックグラウンドのために低エ ネルギー帯よりも値が大きい。(黒;全エネルギーバンド、赤;1-2 keV、 緑;2-4 keV、黄色;4-6 keV、青;6-8 keV、紫;8-10 keV) . . . . .	36
4.7	XIS0を除いたCyg X-2のスペクトル。 . . . . .	36
5.1	disklineモデルの物理パラメータを変えて行ったシミュレーションモデ ル。エネルギー6.4 keV、 $R_{in} = 6$ 、 $R_{out} = 1000$ 、inclination angle = 30°、 $\beta = -2$ の輝線に対して、上; $R_{in}$ (左)、 $R_{out}$ (右)、下; inclination angle(左)、 $\beta$ (右)のみをそれぞれ変化させている。 . . . . .	40
5.2	Cyg X-2のライトカーブ。 . . . . .	42
5.3	Cyg X-2のCCDs(左)とHIDs(右)。 . . . . .	42
5.4	各状態(NB(1, 3, 5)、FB、Dip)のスペクトルと平均スペクトルとの 比。 . . . . .	43

5.5	Model A でスペクトルを再現したときの例 (左;NB1 のスペクトル) と全てのスペクトルのデータとモデルの比 (右)。上から NB1~5, FB, Dip のスペクトルを表している。 . . . . .	44
5.6	Model B でスペクトルを再現したときの結果。表示は図 5.5 と同じである。 . . . . .	44
5.7	Model C でスペクトルを再現したときの結果。 . . . . .	45
5.8	Model D で NB4 のスペクトルを再現したときの結果。左から加えた Gaussian モデルの数が 1、2、3 本となっている。 . . . . .	47
5.9	Model D でスペクトルを再現したときの輝線強度の変化。 . . . . .	47
5.10	Model D でスペクトルを再現したときのデータとモデルの残差。 . . . . .	48
5.11	Dip のスペクトルの Crab 比。 . . . . .	49
5.12	Dip のスペクトルに Gaussian モデルを加えたときの残差 (左)。上から、Gaussian モデル無し、正の Gaussian のみ、正の Gaussian と負の Gaussian。右の図は正負両方の Gaussian を加えたときのスペクトルモデル。赤が連続成分、緑が正の Gaussian、黒が全ての放射モデルの和である。 . . . . .	50
5.13	各状態での光度変化。横軸は、縦軸は光度 ( $10^{38}$ erg/s と $L_{\text{comp}}/L_{\text{disk}}$ ) の比。 . . . . .	54
5.14	GX 17+2 の 1st 観測のライトカーブ (左) と 2nd 観測のライトカーブ (右) と 1st 観測の時に観測された Type I バーストのライトカーブ (下)。 . . . . .	55
5.15	GX 17+2 の CCDs(左) と HIDs(右)。 . . . . .	55
5.16	各状態 (NB1、2、FB0、1、2) のスペクトルと平均スペクトルとの比。 . . . . .	56
5.17	Model B でスペクトルを再現したとき (左) と Model C でスペクトルを再現したとき (右) の結果。どちらも上から、NB1, NB2, FB0, FB1, FB2 のスペクトルでのデータとモデルの比を表している。 . . . . .	57
5.18	各 branch の差分スペクトルを bb モデルで再現した結果。左から、FB0-NB2、FB1-FB0、FB2-FB1 の差分スペクトル。 . . . . .	59
5.19	FB1-FB0 を 2 温度の bb モデルで再現したときのスペクトル。 . . . . .	59
5.20	Type I バースト直後と直前の差分スペクトルを bb モデルで再現したときのスペクトルとモデル。 . . . . .	60
5.21	Model D による FB2 のスペクトルフィットの結果 (左) とそのときのモデルスペクトル (右)。赤が diskbb モデル、青と緑が comptt モデルを表している。 . . . . .	61
5.22	全 branch のスペクトルを輝線まで含めて Model D で再現したときの結果。 . . . . .	63
5.23	全 branch の放射成分の光度変化と光度比。 . . . . .	63

6.1	diskbb モデルと comptt モデルによるスペクトルの再現結果。 . . . .	66
6.2	Ser X-1 の Crab 比 . . . . .	67
6.3	Gaussian モデル (左) と diskline モデル (右) による輝線構造の再現結果。 . . . . .	68
6.4	(左) refl モデルのみ (中) refl + Gaussian モデル (右) refl + disklin モデルによる Ser X-1 のスペクトルフィットの結果。 . . . . .	70
7.1	NB での NS-LMXB の物理的描像。 . . . . .	78
7.2	FB での NS-LMXB の物理的描像。 . . . . .	78

# 第1章 序論

## 1.1 エディントン限界光度にある X 線連星

宇宙には密度が太陽の 100 万倍以上あるコンパクトで超高密度な天体が存在する (以下、コンパクト天体)。中性子星やブラックホールはその代表的な天体で、現代の宇宙物理でも多くの謎を抱えている。コンパクト天体と恒星が連星をなしている系が宇宙には存在し、このような系では恒星から放出された物質がコンパクト天体の強い重力に引かれて、コンパクト天体へ向けて質量降着する。その際に、コンパクト天体が中性子星やブラックホールの場合、解放される重力エネルギーが静止エネルギーの  $\sim 10\%$  にも達し、X 線で明るく輝く。このような連星系を X 線連星 (X-ray Binary; XRB) という。コンパクト天体の磁場が弱い ( $< 10^8 G$ ) 場合、恒星からの降着物質はコンパクト天体の周囲を円盤状に回転しながら降着する。このときに形成される質量降着流を降着円盤という。XRB はコンパクト天体の種類や恒星からの質量降着の割合などによって様々な X 線光度と広帯域なエネルギーで輝いており、光度は  $10^{30} \sim 10^{39} \text{ erg/s}$  の 9 桁にもわたり、エネルギースペクトルは sub keV から  $\sim$  数 100 keV の範囲で観測されている。観測されている光度の上限、 $10^{38-39} \text{ erg/s}$  という光度は放射による圧力 (放射圧) とコンパクト天体の重力がつり合う臨界光度であり、これ以上の光度では質量降着が起こらず、安定して輝くことができない。このような光度をエディントン限界光度という。エディントン限界付近では降着円盤の状態が標準的なものとは異なるという理論があり、一部の天体ではその兆候が観測されているが、十分な観測例は無く、検証が必要である。また、降着円盤周辺で放射圧により物質が吹きとばされる (アウトフロー) 可能性があるが、確証は得られていない。

エディントン限界付近の物理状態を探るには X 線による観測が必要不可欠である。XRB の降着円盤は X 線で最も明るく輝いており、X 線であればエディントン限界で輝いている場所を直接観測することができる。また、物質のアウトフローが起こっているならば様々な輝線構造が X 線の帯域で観測される。X 線での観測は地球上では X 線が大気に吸収されてしまうために大気圏外で行う必要がある。2005 年 7 月に打ち上げられた日本で 5 番目の X 線天文衛星「すざく」は 0.2–600 keV という広帯域を同時観測でき、高いエネルギー分解能を備えている。この機能は幅広いエネル

ギー帯域で X 線放射をする XRB の観測をすることに適している。また、輝線構造を調べるにも高いエネルギー分解能が要求されることから、「すざく」は XRB の観測に適した観測装置である。

ビリアル定理により、降着物質は重力エネルギーの半分を降着円盤で放射エネルギーとして解放し、残りの半分は運動エネルギーとして持ったままコンパクト天体へ降着する。コンパクト天体が中性子星である場合には、後者の運動エネルギーは中性子星の表面でさらに放射エネルギーとなって解放されることになる。よって、コンパクト天体が中性子星の XRB (中性子星連星) では、エネルギースペクトルから降着円盤と中性子星表面からの放射の 2 成分が観測され、これらの放射成分を正確に決定することができれば、降着物質のエネルギー収支を求めることができる。また中性子星連星は銀河系内に約 200 天体もあり、そのうちの数天体は常に光度がエディントン限界に近い状態を保っているため、エディントン限界の物理状態の研究に適している。

## 1.2 本研究の目的

本研究では、エディントン限界で輝いている中性子星連星を観測した「すざく」衛星のデータを解析し、エディントン限界において放射圧が効いている質量降着の物理状態の解明を目指す。このような中性子星連星は状態遷移が激しいが、「すざく」衛星の広帯域でかつ、高いエネルギー分解能をもつエネルギースペクトルから、降着円盤と中性子星表面からの放射の寄与を正確に求めることで、状態遷移によってそれぞれの物理量の変化を精度良く追うことができる。本研究ではエディントン限界で輝いている中性子星連星として、Cyg X-2 と GX 17+2 の状態遷移を解析し、各状態での統一的な物理描像を調べた。また、上記の 2 天体に加えて Ser X-1 の鉄輝線構造を解析し、輝線情報をもとに降着円盤の構造をより詳しく調べた。

本論文では 2 章に X 線連星について、3 章で「すざく」、4 章と 5 章にはデータリダクションと解析結果を述べ、6 章で考察を行う。

## 第2章 低質量X線連星系 (LMXB)

### 2.1 概要

宇宙には様々な天体があり、X線連星はその中の一つである。X線連星はブラックホール (BH) や中性子星 (NS) 等の非常に密度の高いコンパクト星と恒星から成る連星系で、X線の波長で最も明るく輝いている天体である。このような天体では図 2.1 のように恒星からの物質が中心のコンパクト星へ降着する際に重力エネルギーを解放し、放射エネルギーになり、X線で明るく輝いている。

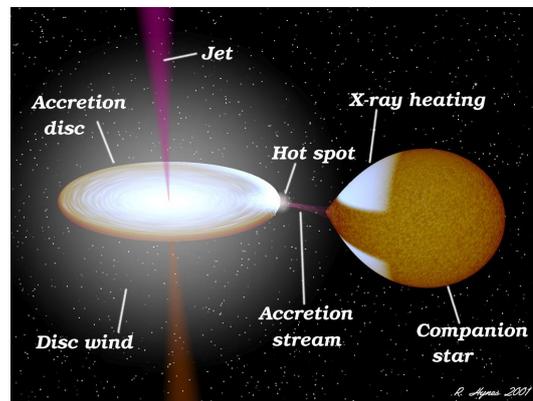


図 2.1: X線連星の想像図

コンパクト星と恒星の等ポテンシャル面を描くと図 2.2 の斜線部のような Roche lobe と呼ばれる領域があり、ふたつの星の重力と公転による遠心力が釣り合う点をラグランジュポイントという (図 2.2 の  $L_{1-5}$ )。X線連星は質量降着のしかたによって大きく分けてふたつの種類に分類される。恒星の一部がラグランジュポイントを越えていて、そこから質量降着しているような天体を Low-Mass X-ray binary (LMXB) といい、恒星からの星風によって吹き飛ばされた物質がラグランジュポイントを越えて質量降着する天体を High-Mass X-ray Binary (HMXB) という。一般的に、LMXB の恒星の質量は太陽質量程度で、HMXB の恒星の質量は数倍 ~ 数 10 倍の太陽質量程度といわれているが両者の間に明確な境界は定義されていない。

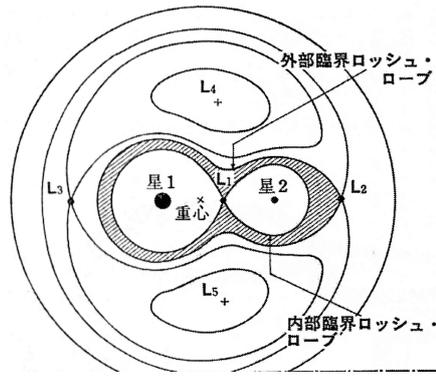


図 2.2: Roche lobe の概念図 (「輝くブラックホール降着円盤 福江純 著」より)

## 2.2 弱磁場中性子星を含む低質量 X 線連星系 (NS-LMXB)

X 線連星の中でも、コンパクト星が NS の連星がある。このような天体は銀河系内に  $\sim 200$  個見付かっており、X 線で明るく輝いている。NS は重い星が超新星爆発し、重力崩壊することによって形成される。NS は星自身の重力を中性子の縮退圧によって支えているために、質量に上限値が存在する。この質量をチャンドラセカール限界質量  $M_{\text{Ch}}$  といい、 $M_{\text{Ch}} \sim 3M_{\odot}$  と言われているが、理論の不定性のため、 $M_{\text{Ch}}$  は  $2 \sim 4M_{\odot}$  の範囲になっている。この質量を基に星の半径を理論的に見積もることができ、典型的な NS の半径は  $\sim 10\text{km}$  である。これは、観測ともほぼ一致している。NS の磁場が  $10^{12}\text{G}$  以上の強い天体は、恒星から降ってくる物質が磁場に捕らえられてそのまま磁極へと落下し、磁極が X 線で明るく輝き、パルサーとして観測される。こうした X 線パルサーは HMXB として観測されることが多い。一方で、降着物質が NS へ落ち込む時に磁場の影響が無視できるほど小さい ( $\lesssim 10^8\text{G}$ ) 場合には、恒星からの物質は降着円盤を形成しながら NS に落下する。降着円盤内では内側の物質の角運動量が外側へと輸送されていき、角運動量を失った内側のガスは NS へと落ち込んでいく。こうした弱磁場の中性子星は LMXB として観測されることがほとんどであり、本研究では弱磁場中性子星を中心にもつ LMXB(NS-LMXB) を対象している。

## 2.3 NS-LMXB の放射

### 2.3.1 連続成分の放射

NS-LMXB の連続成分の放射は図 2.3 のような 2 成分のエネルギースペクトルで表すことができる。この 2 成分はそれぞれ、低エネルギー側が降着円盤からの放射、

高エネルギー側が NS からの放射である。

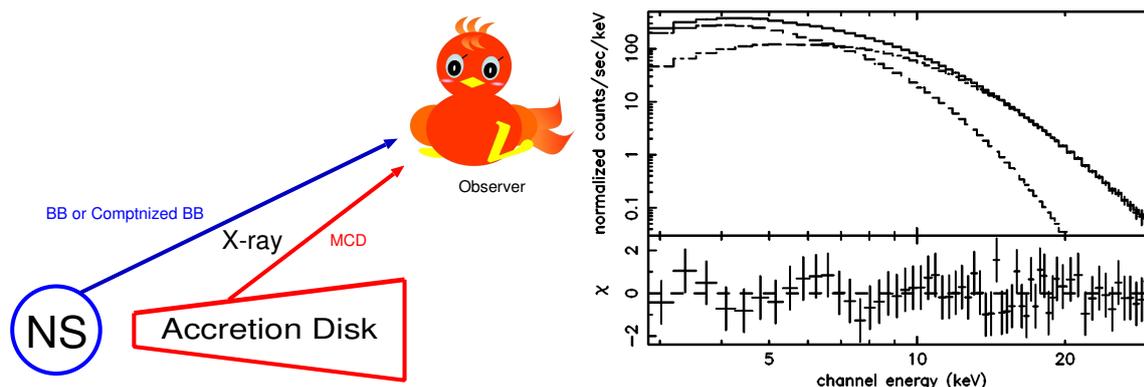


図 2.3: NS-LMXB の放射領域 (左) とエネルギースペクトル (右)。低エネルギー側の点線が降着円盤からの放射モデルで高エネルギー側の点線が NS からの放射モデル。実線はふたつの放射の和を表す。

このスペクトルモデルは光度が高い NS-LMXB を観測し、得られたスペクトルから導き出されたモデルである。光度の高い NS-LMXB のスペクトルでは、時間と共に高エネルギー側だけが大きく変動することが観測された。この変動する成分は、温度が  $\sim 2\text{keV}$  の黒体放射 (Blackbody モデル; BB モデル)、もしくは黒体放射がコンプトン散乱によって少し高エネルギー側にシフトした放射モデル (Comptt モデル) でよく再現される。この温度  $\sim 2\text{keV}$  の黒体放射は、NS 表面に降着した物質による核融合反応 (Type I バースト) の温度と一致することから、高エネルギー側の成分は中性子星表面から放射されていると考えられる。

図 2.3 の低エネルギー側で支配的な成分は様々な温度の黒体放射が重なり合った多温度黒体放射モデル (Multi Color Disk モデル; MCD モデル) で再現される。MCD モデルは幾何学的に薄く、光学的に厚い降着円盤からの放射と考えられている (Mitsuda et al. 1984)。

### 2.3.2 多温度黒体放射モデル (MCD モデル)

MCD 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をするときのスペクトルを表したものである。

標準降着円盤ではビリアル定理によって、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、もう半分が降着円盤からの黒体放射になる。降着円盤は半径によって温度が異なるので、MCD モデルは図 2.4 のように様々な温度での黒体放射を足しあわせたものになっている。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、温度  $T$  における単位時間、単位面積あたりの黒体放射の工

エネルギーは  $\sigma T^4$  になる (ステファンボルツマン定数  $\sigma = 5.67 \times 10^{-5} \text{ erg/cm}^2/\text{K}^4/\text{s}$ )。ビリアル定理より微小半径部分  $dr$  の重力エネルギー ( $= d(-GM\dot{M}_x/r)$ ) の半分が降着円盤からの黒体放射に使われるとする。ここで、 $G$  は重力定数、 $\dot{M}$  は半径に依らず一定な質量降着率である。放射は降着円盤の両面から起こるので

$$2 \cdot 2\pi r dr \cdot \sigma T^4(r) = \frac{1}{2} d\left(-\frac{GM\dot{M}_x}{r}\right) \quad (2.1)$$

という関係が成り立つ。したがって、温度  $T$  は半径  $r$  の関数で以下のように表すことができる。

$$T(r) = \left(\frac{3G\dot{M}M_x}{8\pi\sigma r^3}\right)^{\frac{1}{4}} \quad (2.2)$$

降着円盤からの全光度は  $T(r)$  を用いて

$$L_{\text{disk}} = 2 \int_{r_{\text{in}}}^{r_{\text{out}}} 2\pi r \cdot \sigma T(r)^4 dr = 4\pi r_{\text{in}}^2 \cdot \sigma T_{\text{in}}^4 \quad (r_{\text{out}} \rightarrow \infty) \quad (2.3)$$

となる。ここで、 $r_{\text{in}}$  は降着円盤の最内縁半径、 $T_{\text{in}}$  は最内縁半径での降着円盤の温度である。また、観測されるフラックスは視線方向と降着円盤のなす傾斜角を  $i$ 、天体までの距離を  $D$  とすると

$$f_{\text{disk}} = \frac{L_{\text{disk}}}{4\pi D^2} \cos i = 2 \frac{\cos i}{D^2} \cdot 2\pi r_{\text{in}}^2 \cdot \sigma T_{\text{in}}^4 \quad (2.4)$$

で表される。

スペクトル観測から  $T_{\text{in}}$ 、 $L_{\text{disk}}$  が分かるので式 2.3 から  $r_{\text{in}}$  を求めることができる。したがって、MCD モデルは  $T_{\text{in}}$  と光度というふたつのパラメータで表される。一般相対論では安定した軌道は Schwarzschild 半径  $r_s$  の 3 倍まで存在すると考えられており、 $r_{\text{in}} \sim 3r_s \sim (6GM)/c^2$  とすると、 $r_{\text{in}}$  からコンパクト星の質量  $M_x$  を求めることができる。

MCD モデルでは一般相対性理論を考慮していないので、 $r_{\text{in}}$  は真の値  $R_{\text{in}}$  と異なる。したがって、上記の式に一般相対性理論を考慮して補正する必要がある。一般相対性理論の効果をいれると、式 2.2 は

$$T(r) = \left[\frac{3G\dot{M}M_x}{8\pi\sigma r^3} \cdot \left(1 - \sqrt{\frac{R_{\text{in}}}{r}}\right)\right]^{\frac{1}{4}} \quad (2.5)$$

となる。 $T(r)$  は  $r = (7/6)^2 R_{\text{in}}$  で最大なので

$$T_{\text{max}} = \left(\frac{3G\dot{M}M_x}{8\pi\sigma R_{\text{in}}^3}\right)^{\frac{1}{4}} \cdot 6^{\frac{3}{4}} \cdot 7^{-\frac{7}{4}} \quad (2.6)$$

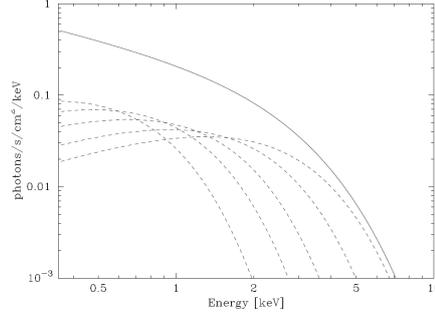


図 2.4:  $T_{\text{in}} = 1\text{keV}$  での MCD モデルの X 線スペクトル。点線はそれぞれ  $r/r_{\text{in}} = 1 - 1.6$ 、 $1.6 - 2.5$ 、 $2.5 - 4.0$ 、 $4.0 - 6.3$ 、 $6.3 - 10.0$  での単温度黒体放射の X 線スペクトルを表している。

となり、全光度は

$$L_{\text{disk}} = 4\pi R_{\text{in}}^2 \cdot \left(\frac{7}{3}\right) \cdot \left(\frac{7}{6}\right)^6 \sigma T_{\text{max}}^4 \quad (2.7)$$

となる。X 線スペクトル解析から  $T_{\text{max}}$  を求めることができる。 $T_{\text{in}} = T_{\text{max}}$  とすると式 2.3 と式 2.7 から  $r_{\text{in}} = \sqrt{7/3} \cdot (7/6)^3 \cdot R_{\text{in}} = 2.43R_{\text{in}}$  となる (Kubota et al. 1998)。

### 2.3.3 Slim Disk モデル

このモデルは質量降着率がエディントン限界付近にあるときのブラックホール連星の X 線スペクトルを説明するために考えられた降着円盤のモデルである。slim disk 状態では、放射圧のために膨らんで、降着円盤は光学的に厚く幾何学的にも厚い状態である。このような降着円盤からの放射は標準降着円盤 (黒体放射) よりも放射効率が低下して移流冷却が優勢になると考えられている。移流冷却とは解放された重力エネルギーが放射されずに、物質の運動エネルギーのまま中心天体に落ちていく現象である。Watarai et al. 2000 では slim disk から放射されるスペクトルを計算しており、その特徴は以下のようになっている。

- 標準降着円盤に比べて温度勾配が緩やかなので、スペクトルはソフトになる。
- $r_{\text{in}}$  が  $3r_s$  よりも小さくなる。
- 標準降着円盤モデルで再現すると  $r_{\text{in}} \propto T_{\text{in}}^{-1}$ 、になる。つまり、 $L_{\text{disk}} \propto T_{\text{in}}^2$  になる。

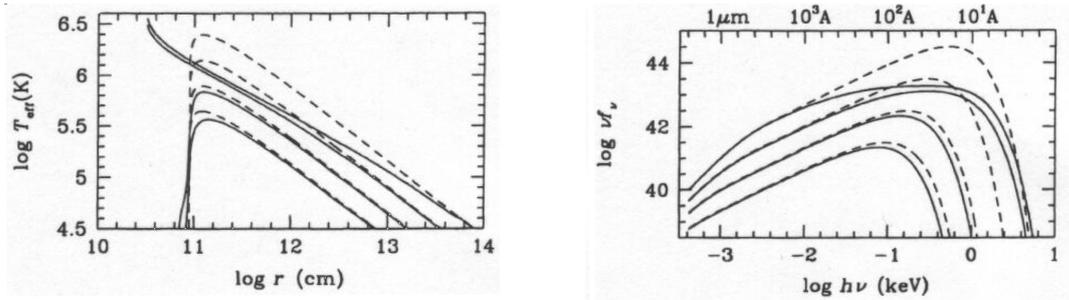


図 2.5: slim disk モデル (点線) と標準降着円盤 (実線) の半径の温度依存 (左) とスペクトル (右) の図。上の線ほど質量降着率が大きい。

### 2.3.4 鉄輝線放射

NS-LMXB の X 線スペクトルには連続成分だけでなく、鉄輝線も検出されている。ブラックホール連星 (Black Hole X-ray Binary; BH-XRB) や活動銀河核 (Active Galactic Nuclei; AGN) のような天体では鉄輝線の強度が連続成分に比べ強いために昔から研究されていたが、NS-LMXB では鉄輝線強度が連続成分に対してそれほど強くないために検出されにくかった。しかし、「すざく」、「Chandra」、「XMM-Newton」のような鉄輝線領域でエネルギー分解能のよい観測装置が開発され、多くの NS-LMXB で鉄輝線の研究が進んでいる。

鉄輝線は X 線と周囲の物質との相互作用によって放射される。したがって、鉄輝線を調べることで中心周辺の構造や物理状態を直接調べることができる (図 2.6)。輝線は基本的にガウシアンで観測される。検出した輝線をガウシアンで再現することによって、例えば、輝線の中心エネルギーからは放射体の電離度や速度を調べることができ、輝線幅からは放射領域の速度分布を見積もることができる。

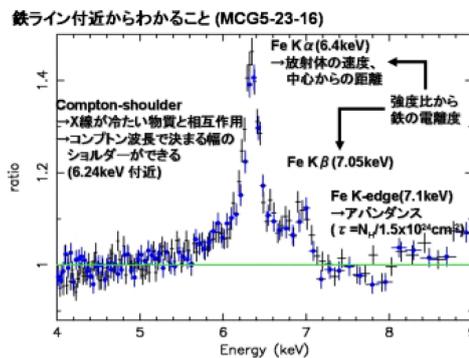


図 2.6: 鉄輝線の観測からわかること。

エネルギー - 分解能の向上によって最近の観測では通常のガウシアン分布でない非

対称な形をした鉄輝線が検出されている。図 2.7 左は MCG 6-30-15 という天体で検出された非対称な形をした鉄輝線である。通常のガウシアン分布でなく、低エネルギー側に裾をひいていることがわかる。このような形をした鉄輝線は中心近傍の降着円盤から放射されていると考えられている。図 2.7 右のように中心から比較的遠方からの放射 (①) は、降着円盤が非一般相対論的な速度で回転しているために単純なドップラー効果の影響を受けてふたつのエネルギーにピークを持つような形になる。次に、中心に近い領域からの放射 (②) は相対論的效果の影響を受け、単純なドップラー効果に加えて、相対論的ビーミングの効果により、高エネルギー側のピークが強くなり、低エネルギー側のピークが弱くなる。また、横ドップラー効果の影響によって輝線のエネルギーは低エネルギー側にずれて観測される。さらに中心近傍での放射は重力赤方偏移の影響を受けて②の放射よりもさらに低エネルギー側に延びる (③)。実際に観測される降着円盤からの輝線放射はこれら①、②、③の放射を足し合わせたもので、図 2.7 の右端にあるように低エネルギー側に裾をひくような左右非対称の形になると考えられている。

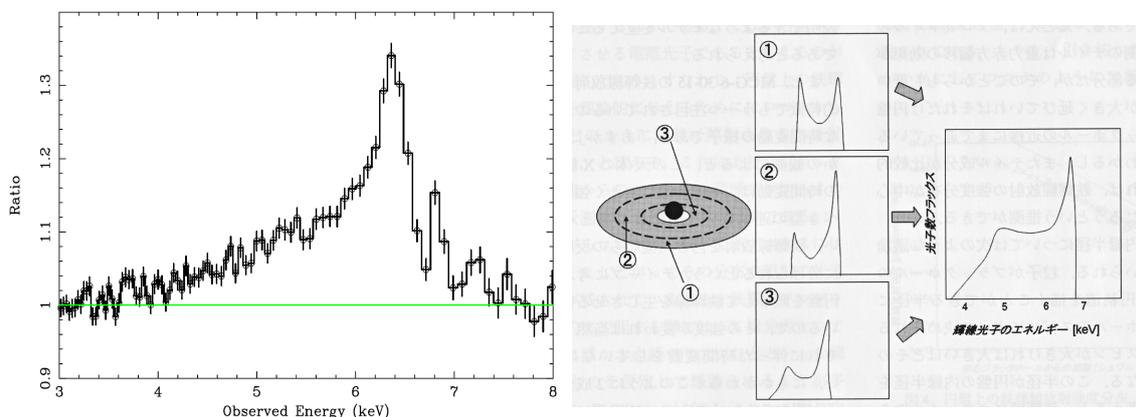


図 2.7: MCG 6-30-15 で観測された非対称な形の鉄輝線 (左; Miniutti et al. 2007) と理論的に考えられている放射メカニズム (右; 天文月報 2008 年 12 月号より)

このような相対論的效果の影響を受けた鉄輝線は中心領域の環境を反映しており、詳細に輝線構造を調べることで、非常に強い重力場の様子や降着流のダイナミクスに制限をつけることができる可能性がある。こうして、鉄輝線の研究は検出器の発展と相まって、近年非常に注目されている分野である。実際に NS-LMXB でも一般相対論的に広がった鉄輝線が検出されたとの報告がある (Bhattacharyya et al. 2007, Cackett et al. 2008)。しかし、このような輝線構造を探るには連続成分を正確に決定する必要があり、詳細な検証が必要不可欠である。

### 2.3.5 反射成分

一部の BH-XRB や AGN には 10-30keV の硬 X 線エネルギー帯域に通常の連続成分では説明できない成分が観測される。この構造はある領域から放射された X 線が降着円盤などの周辺物質によって反射 (コンプトン散乱) された成分であると考えられている。反射成分の特徴は硬 X 線領域に見られる hump だけでなく、鉄輝線と吸収端がある。鉄輝線については先に述べたが、吸収端も周辺構造を探る上での重要な特徴である。吸収端のエネルギーは電離度により、鉄の場合には約 7 ~ 9keV の間で変化し、その値から電離度がわかり、電離パラメータ  $\xi$  を推定できる。光学的厚さ  $\tau$  からは柱密度を  $N_H$  とすると  $\tau = N_H/1.5 \times 10^{24} \text{cm}^2$  の関係から密度  $n$  を推定することができる。こうして、電離パラメータ  $\xi$  から中心からの距離  $R$  を求めることができる。 $\xi$  は、次式 2.8 を用いる。

$$\xi = \frac{L_x}{nR^2} = \frac{L_x}{N_H R} \text{ erg} \cdot \text{cm/s} \quad (2.8)$$

NS-LMXB では連続成分が AGN 等のようなべき型ではなく、熱的な丸みを帯びた形をしていることや硬 X 線での観測装置の感度があまりよくなかったために、反射成分の検出例が BH-XRB や AGN に比べて少ない。しかし、BH-XRB や AGN と同様のメカニズム (質量降着による X 線放射) で輝いている NS-LMXB でも反射成分が存在する可能性は十分考えられる。D. R. Ballantyne (2004) では、NS の核融合反応によって生じる Type I バーストに伴う反射成分のスペクトルがシミュレーションにより計算されている。シミュレーションでは、中心の NS からの BB 放射が降着円盤によって反射された時のスペクトルが計算されており、様々な温度の BB 放射に対して異なった電離度を持つ降着円盤の反射を想定している。計算された反射スペクトルは図 2.8 のようになり、10-20keV の硬 X 線領域に hump を持つスペクトルになっている。さらに、5-8keV には鉄輝線、吸収端の構造がみられる。1keV 以下の低エネルギー側の放射は NS からの放射が降着円盤で吸収され、ガスがあたためられて生じたプラズマからの free-free 放射である。その放射に伴い、様々な輝線が放射されているのがわかる。 $\xi$  が大きくなるにつれ、輝線が見えなくなるのは電離が進んで、酸素やネオンなどの元素が完全電離するために輝線放射をしなくなるためである。

## 2.4 状態遷移

NS-LMXB には現象論的に「Z 天体」と「Atoll 天体」というふたつのグループがある。このふたつのグループは天体の X 線スペクトルの低・中・高エネルギー帯のカウントレートの比で決まる Color-Color Diagrams (CCDs) の形によって分類される。

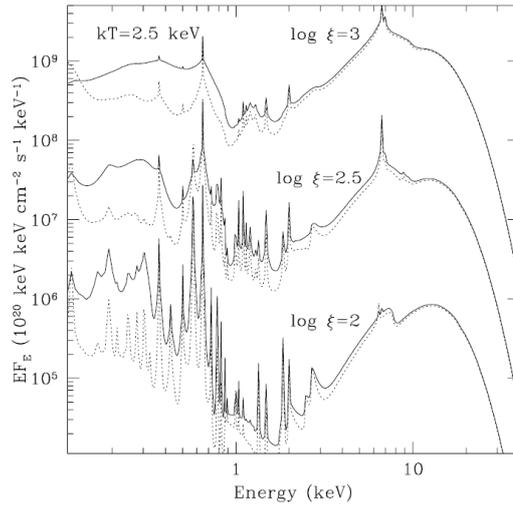


図 2.8: シミュレーションによって計算された温度 2.5keV の BB 放射が反射されたときのスペクトル。下から降着円盤の電離度が  $\log \xi = 2, 2.5, 3$  となっている。

図 2.9 は Z 天体と Atoll 天体の CCDs である。Z 天体は Z の形、Atoll 天体は環礁の形に沿って変動するのでそれぞれ「Z」、「Atoll」と呼ばれる。

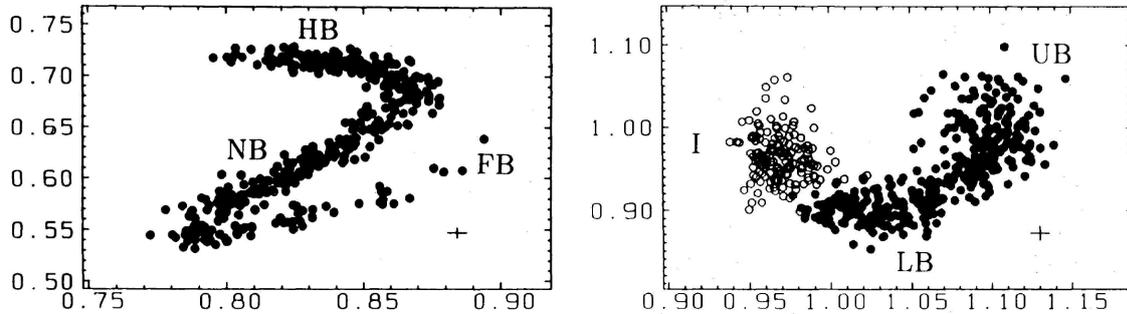


図 2.9: Z 天体 (左) と Atoll 天体 (右) の CCDs

一般的に Z 天体は光度が、放射圧と重力の釣り合うエディントン限界付近で常に明るく輝いており、Atoll 天体はエディントン限界の 1% 以下からエディン限界付近までの広い範囲で変化する。エディントン限界  $L_{\text{Edd}}$  は式 2.9

$$L_{\text{Edd}} = 1.5 \times 10^{38} (M/M_{\odot}) \text{ erg/s} \quad (2.9)$$

で表される。中性子星の場合、典型的に  $M \sim 1.4M_{\odot}$  なので、 $L_{\text{Edd}} = 2.1 \times 10^{38} \text{ erg/s}$  付近である。

## 2.4.1 Z天体

Z天体は我々の銀河内で6個の存在が知られており、Sco X-1、Cyg X-2、GX 17+2、GX 340+0、GX 349+2、GX 5-1がZ天体に分類される。Z天体のCCDsを見ると(図2.9)、Z天体はCCDs上で「Z」の形に状態遷移している。この天体はCCDs上の位置によって3つのbranchに分類されている。3つのbranchは「Z」の形のそれぞれの直線で分類されており、一番上のX軸と平行な直線を「Horizontal Branch(HB)」といい、右上から左下にかけての直線を「Normal Branch(NB)」、NBから右上までのびている直線を「Flaring Branch(FB)」という。Z天体はこれらのbranchを数時間から数日の時間スケールで連続的に状態遷移する。各branchへの状態遷移は $\dot{M}$ の違いによって起こると考えられており、HB、NB、FBの順で $\dot{M}$ が増加していくと推定されている。しかし、各branchでの物理状態の詳細やこのような変化の原因は詳細に解明されていない。

Z天体はFBにおける振る舞いの違いによって、さらに2種類に分類される(Kuulkers et al. 1994)。これは、CCDsの他に全エネルギーバンドのカウントレートと高エネルギー側のカウントレートの比との関係を表したHardness-Intensity Diagrams(HIDs)を描くことにより、はっきりと区別できる。この2種類はそれぞれ、「Cyg-like」、「Sco-like」と呼ばれ、図2.10に示したように、CCDsとHIDsの形がCyg-likeな天体は「Z」、Sco-likeな天体は「 $\nu$ 」のようになっている。Cyg-likeな天体にはCyg X-2、GX 340+0、GX 5-1があり、Sco-likeな天体にはSco X-1、GX 17+2、GX 349+2が分類されている。

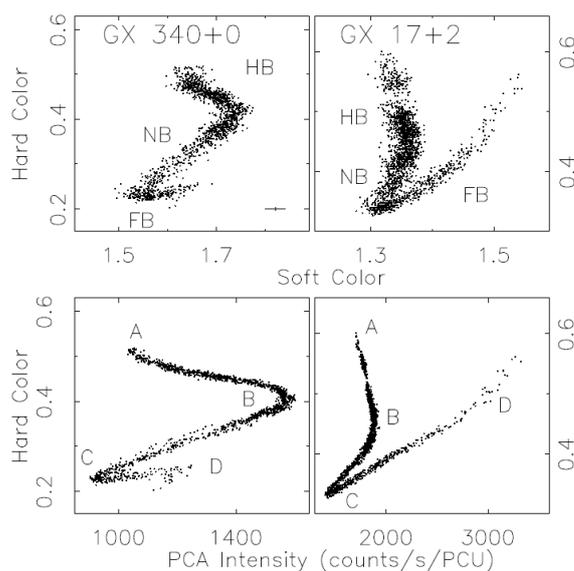


図 2.10: Cyg-like(左)とSco-like(右)のCCDs(上)とHIDs(下)(Lin et al. 2008)。

Takahashi(2005)では、RXTE衛星を用いて、Cyg-likeなGX 5-1とSco-likeなGX 17+2の状態遷移についての詳細な解析がなされた。GX 5-1とGX 17+2ではFBにおいて、カウントレートの増加の差が顕著に見られ、FBのスペクトル上でも、GX 17+2の方がGX 5-1よりも高エネルギー側まで検出されていた。GX 17+2には、NBからFBへの遷移で $\sim 5$  keV周辺のエネルギー帯域にスペクトルの形の変化が見られ、この変動の差分はBB放射で再現することができた。この結果、FBのスペクトルはHBとNBの2成分の放射(降着円盤とNS表面)に加えて新たなBB放射をモデルに加えることで精度良く再現できることが分かった。Takahashi(2005)では、降着円盤からNSへ物質が落ち込む際にNS表面からの放射圧で落ち込む物質の一部がアウトフローを起こし、アウトフローした物質がこの5 keVにピークをもつBB放射をしていると考えられている(図2.11)。また、GX 5-1でこのような放射が見られないのは、GX 5-1では天体を降着円盤を横側から観測しているために、中心のNSからの放射がアウトフローによって隠されていると考えられている。つまり、FBでの「Z」か「 $\nu$ 」の振る舞いの違いは、天体を観測する角度により、アウトフローが中心のNSを隠すか隠さないかに依存すると推察されている。

このことから、質量降着率の大きい状態(FB)では降着円盤の内側、NS表面付近で流れ込む物質のアウトフローが起こっている可能性が示唆された。複数の天体でもこのモデルによってスペクトルが精度良く再現できることが確かめられ、Hasinger et al. (1989)と同様に質量降着率の変化が各branchの変化に関係していると結論付けられた。しかし、RXTE衛星のデータはエネルギー分解能があまり良くなく、エネルギー帯域も3 keV以上に限られるため、さらにエネルギー分解能が良く、エネルギー帯域も広い検出器による検出が必要である。

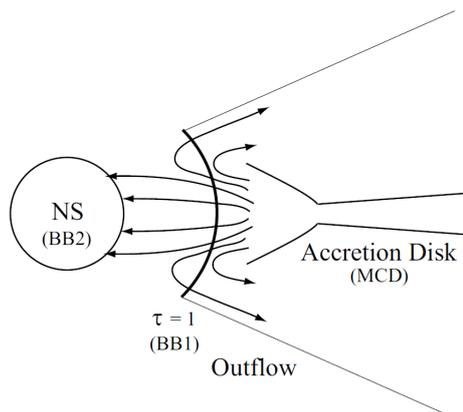


図 2.11: アウトフローの概念図。

## 2.4.2 Atoll 天体

Atoll 天体は CCDs 上の位置によって、主に「island」と「banana」のふたつの branch をとることが知られている。図 2.9 右において、island branch は CCDs 上で左端に位置しており、banana branch は底から右端へと遷移している状態をいう。図 2.12 に示した代表的なスペクトルのように、island branch は光度が低く、ハードなスペクトルをしていることから BH-XRB の low/hard 状態に対応していると考えられている。また、banana branch は光度が高くソフトなスペクトルをしており、BH-XRB の high/soft 状態に対応している。island から banana への遷移は数日の時間スケールで起こる。さらに、banana branch は CCDs 上の位置で Lower Banana(LB) と Upper Banana(UB) というふたつの状態に分類され、UBの方が光度が高く、よりソフトなスペクトルをしており、このような状態遷移で質量降着率  $\dot{M}$  が island、LB、UBの順に増加していると考えられている。

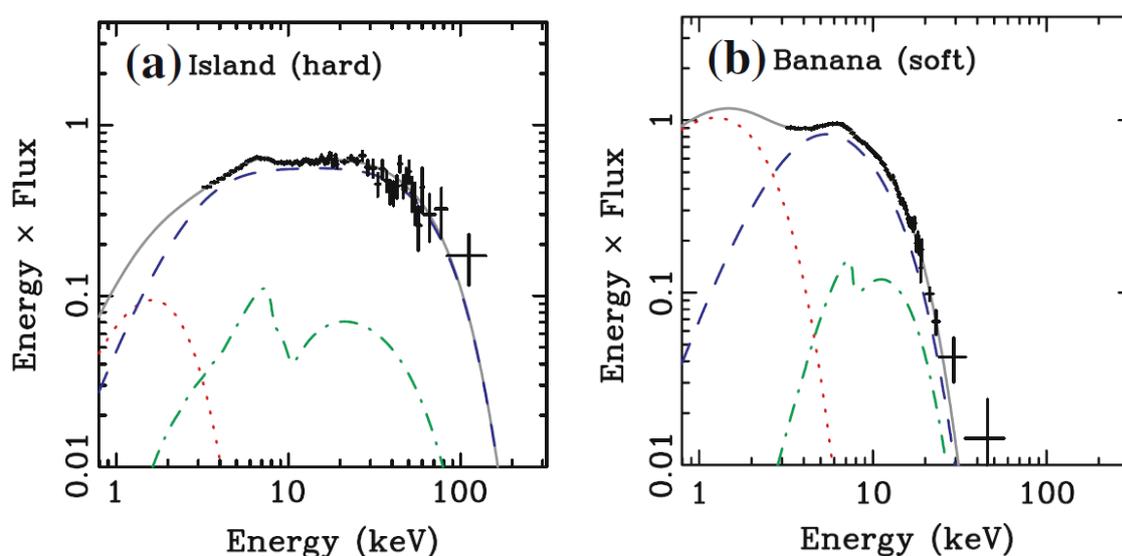


図 2.12: Atoll 天体のスペクトル変化。island branch(左) と banana branch(右) では banana branch の方が質量降着率が高いと考えられている (Done et al. 2007)。

## 第3章 「すざく」衛星

### 3.1 概要

「すざく」は、ISAS/JAXA の M-V-6 号ロケットにより 2005 年 7 月 10 日に打ち上げられた日本で 5 番目の X 線天文衛星である。衛星は直径 2.1m の八角柱の構体を基本として全長 6.5m の大きさを持つ。太陽パネルを広げた幅は 5.4m になり、総重量は 1680kg である。現在、高度約 570km、軌道傾斜角 31 度の略円軌道を飛行しながら観測を行っている。「すざく」の外観を図 3.1 に示す。

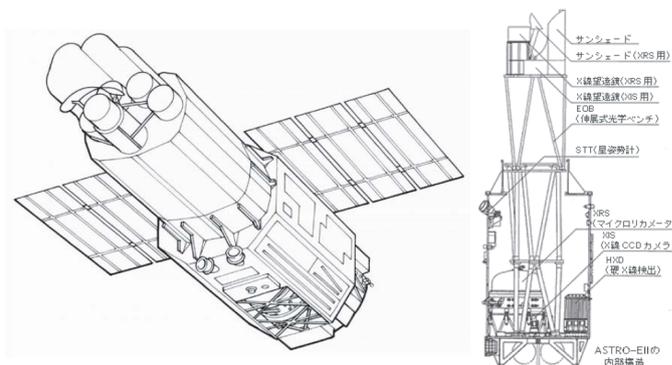


図 3.1: 「すざく」の外観図

「すざく」には 5 つの軟 X 線検出器と 1 つの硬 X 線検出器が搭載されている。軟 X 線検出器は 5 つの X 線反射鏡 (X-ray Telescope; XRT) とその焦点面にある 4 つの X 線 CCD カメラ (X-ray Imaging Spectrometer; XIS) と 1 つの X 線マイクロカロリメータ (X-ray Spectrometer; XRS) からなる。XIS は 0.2-12 keV のエネルギー帯域をカバーし、典型的なエネルギー分解能は 130eV である。XRS は XIS と同程度のエネルギー帯域で典型的なエネルギー分解能は 6eV と非常に優れたエネルギー分解能をもつ検出器であったが、2005 年 8 月 8 日に XRS で使用している液体ヘリウムが消失する事故があり、観測不能となった。高エネルギー帯域の X 線を観測するために硬 X 線検出器 (Hard X-ray Detector; HXD) も搭載されており、そのエネルギー帯域

は 10-700keV である。「すざく」は XIS と HXD によって 0.2-700keV の非常に広範囲なエネルギー帯域で同時観測が可能な X 線衛星で、10-300keV では過去最高の感度を達成しており、0.3-1keV ではこれまでの X 線 CCD カメラに比べて高いエネルギー分解能を達成している。したがって、「すざく」では広帯域な同時観測を高感度で行うことができる。

## 3.2 「すざく」に搭載されている検出器

### 3.2.1 XRT(X-ray Telescope)

X 線は物質中で強く吸収され、屈折率が 1 よりわずかに小さいという特徴があるため、X 線光学系を作る時に屈折レンズが作れず、反射鏡は全反射のみしか利用できない。しかも、屈折率の 1 からのずれが非常に小さいために全反射は鏡面すれすれの角度の光線に対してのみ起こる。したがって、X 線望遠鏡は全反射鏡とよばれる特殊な反射鏡を用いる必要がある。

「すざく」の X 線望遠鏡 (XRT) で焦点に XIS を置くものは口径 40cm、焦点 4.75m の XRT-I が 4 台あり、それぞれを XRT-I0、I1、I2、I3 と呼ぶ。反射鏡はアルミ薄板にレプリカ法で鏡面を形成したレプリカミラーをそれぞれ 175 枚同心円状に並べて、小型超軽量で高い効率の X 線望遠鏡を構成しており、光学系として双曲面と放物面からなる Wolter I 型と呼ばれるものを円錐 2 段で近似して構成している。

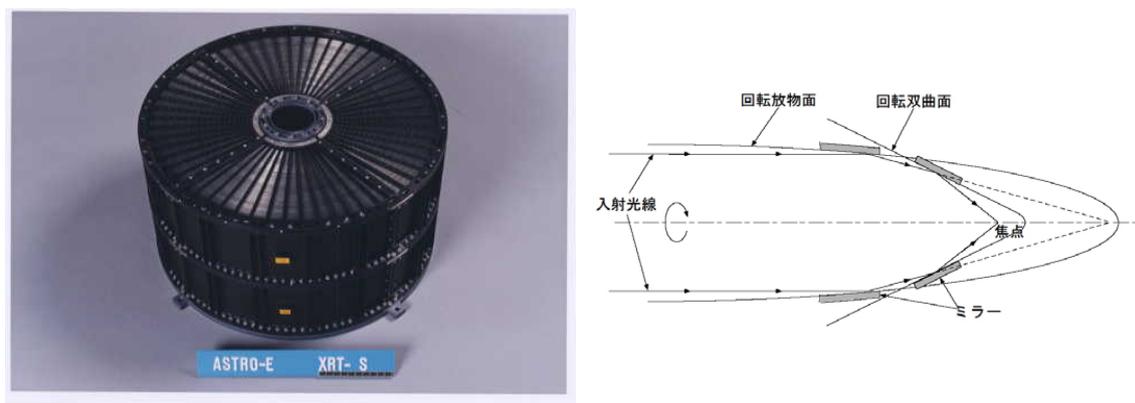


図 3.2: XRT の外観 (左) と Wolter I 型 X 線反射鏡 (右)

XRT-I+XIS 検出器で点源を観測すると、図 3.3 上のように X 線望遠鏡の応答により、ある広がりをもったイメージとして捉えられる。これを方位角方向に平均化し、点源であるべき天体の像がその望遠鏡のシステムでどのように結像されるかを示し

た関数が point Spread Function(PSF) である (図 3.3 下)。また、観測できる空の領域は、XRT と焦点面検出器の相対的な位置関係によって決まる。XRT-I の光軸の位置と XIS 検出器の中心の相対的な関係を見ると、光軸の位置は検出器の中心と完全に一致はしていないが、図 3.4 のように 4 台とも約  $1'$  以内に入っている。

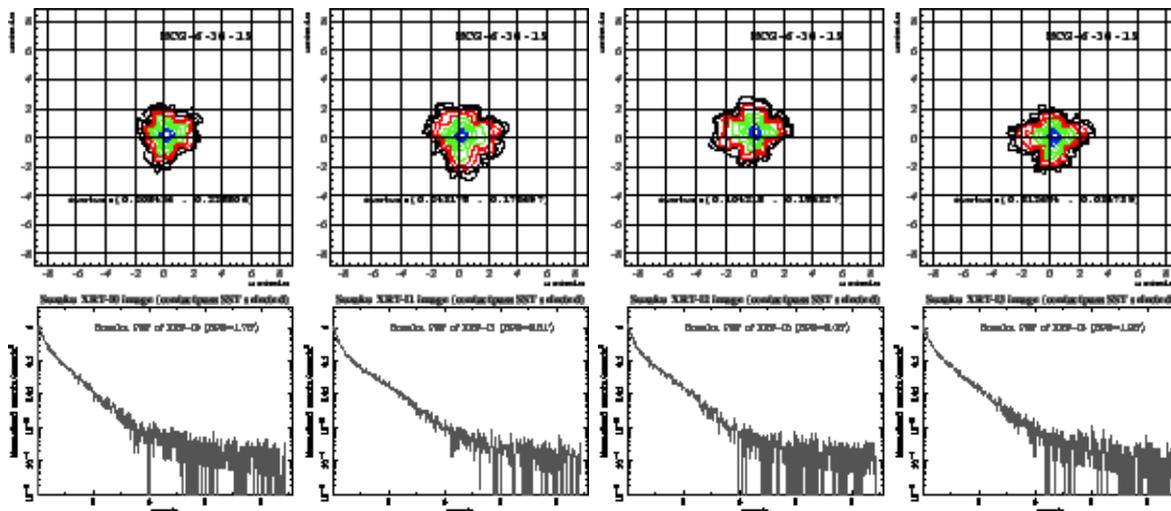


図 3.3: XRT-I+XIS による MCG-6-30-15 という点源のイメージ(上)と、その Point Spread Function(下)。左から XRT-I0、I1、I2、I3。

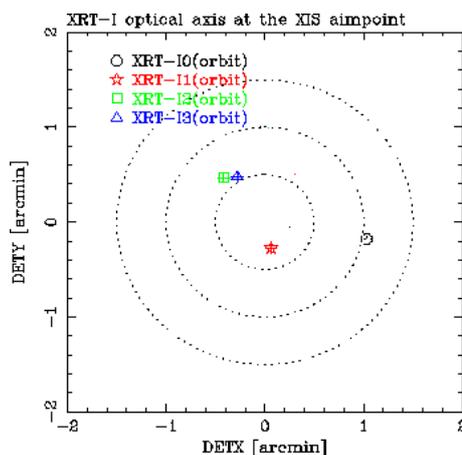


図 3.4: XIS 各センサーにおける光軸の位置 (検出器座標)

### 3.2.2 XIS(X-ray Imaging Spectrometer)

X線検出に用いられる CCD のある画素に X 線が入射すると、光電吸収が起こる。その結果生じた光電子はエネルギーを失うまで電子・正孔対を作る。電子・正孔対の数は入射 X 線のエネルギーに比例しているので、こうしてできた一次電子雲を検出することによって入射 X 線のエネルギーを知ることができる。検出器の位置分解能は画素の大きさによって決まる。XIS では画素の大きさが  $24\mu\text{m}$  と比例係数管のおよそ  $100\mu\text{m}$  に比べて小さいため、比例計数管よりも位置分解能に優れている。



図 3.5: XIS の外観

「すざく」の XIS は図 3.5 のように 4 台の X 線 CCD カメラから構成され、天体の撮像と X 線スペクトルの取得を目的としている。この 4 台のセンサーをそれぞれ XIS0、XIS1、XIS2、XIS3 と呼ぶ。CCD にはそれぞれ、表面照射型 (Frontside Illuminated;FI) と裏面照射型 (Backside Illuminated;BI) があり、XIS0、XIS2、XIS3 は FI、XIS1 は BI である。表面照射型 CCD では X 線を電極側から入射するため、低エネルギー側の X 線は電極や絶縁層で吸収されてしまうのに対し、裏面照射型 CCD では X 線を電極の逆側から入射するため低エネルギーの X 線に対して高い検出効率を得ることができる (図 3.6)。

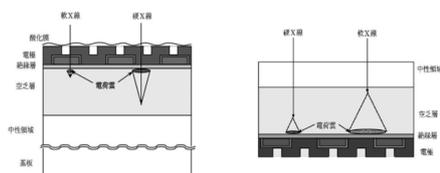


図 3.6: CCD の断面図。FI 検出器 (左) と BI 検出器 (右) を模式的に表したもの

### 3.2.3 HXD(Hard X-ray Detector)

HXD は 10~700keV の硬 X 線をこれまでにない高い感度で観測することを目的とした検出器である。硬 X 線領域では、天体からの信号は典型的にエネルギーに対してべき関数的に減衰し、バックグラウンドに対して信号が微弱になる。よって、高いエネルギーの観測ほどバックグラウンドを減らすことが精度の良い観測をするうえで必要となる。

HXD センサーの構造を図 3.7 に示す。16 本の井戸型フォスウィッチカウンタを Well ユニット、その周りにある 20 本の BGO 結晶のアンチカウンターは Anti ユニットといわれる。Well ユニットにある主検出部は、PIN 型半導体検出器 (厚さ 2mm) と GSO シンチレータ (厚さ 5mm) を上下に重ねた形で構成されており、10~50keV の X 線は PIN で検出され、40~700keV の X 線は PIN をつきぬけて GSO で検出される。HXD では BGO を井戸型に配置し、底に GSO を取り付けることで GSO の視野を絞るとともに視野外からのバックグラウンドを低減させている。さらに、Well ユニットは 16 ユニットからなり、各ユニットは  $4.6^\circ \times 4.6^\circ$  (FWHM) の絞られた視野をもち、低エネルギー側では井戸部に挿入されたファインコリメーターによって視野は  $0.56^\circ \times 0.56^\circ$  (FWHM) に絞りこまれる。この、Well ユニットの  $4 \times 4$  のマトリクス状に配置することで、視野を絞ったまま有効面積を大きくすることが可能となった。それと同時に、隣り合ったユニット間で反同時係数をとることで荷電粒子やコンプトン散乱した放射線を除去することが可能となり、硬 X 線領域で過去最高の感度を達成している (図 3.8、表 3.1)。

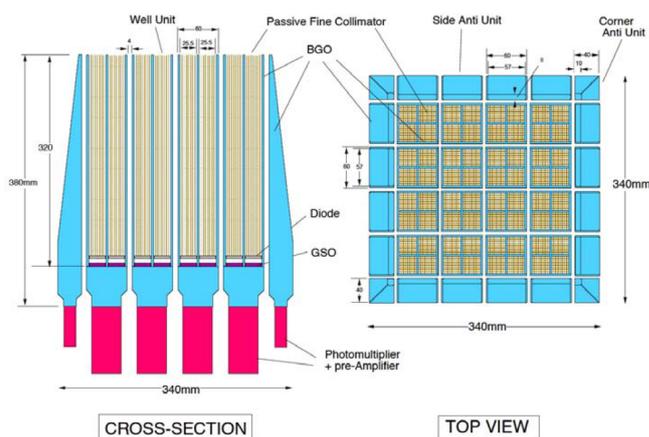


図 3.7: HXD 検出器

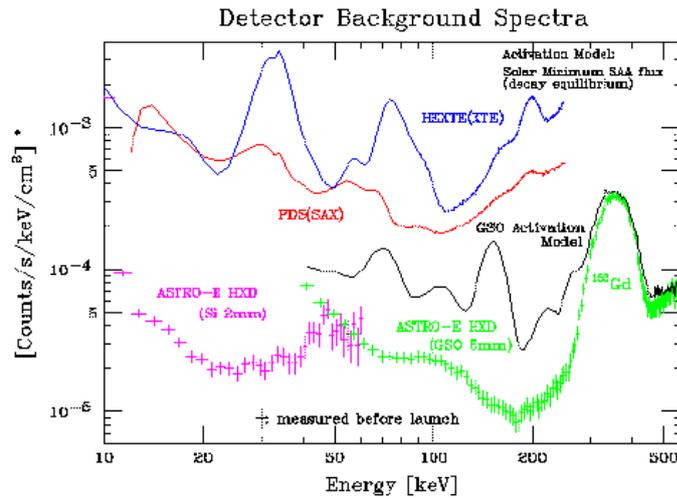


図 3.8: HXD と他の衛星とのバックグラウンドの比較。紫と緑がそれぞれ PIN, GSO のバックグラウンドスペクトル。縦軸の数値が大きいほどバックグラウンドが多いことを表す。

表 3.1: HXD の基本性能

エネルギー帯域	10-700keV
エネルギー分解能	~ 10%(FWHM)@662keV ~ 3.0keV(FWHM)@10-60keV
有効面積	~ 160 cm <sup>2</sup> @20keV ~ 260 cm <sup>2</sup> @100keV
視野	34' × 34' (≲ 100keV) 4.5° × 4.5° (≳ 100keV)
バックグラウンドレート	~ (1 - 5) × 10 <sup>-5</sup> c/sec/cm/keV
時間分解能	61μsec

## 第4章 観測とデータリダクション

### 4.1 観測天体

本研究ではエディントン限界付近で輝いている NS-LMXB の状態遷移を調べ、統一的描像を構築することを目的として行う。そこで、「すざく」で観測した Cyg X-2、GX 17+2、Ser X-1 という3天体のアーカイブデータを解析する。Cyg X-2 は Z 天体の中でも Cyg-like な天体、GX 17+2 は Sco-like な天体であり、Takahashi(2005) で調べられたアウトフローの描像を調べ、比較を行うのに適している。また、Atoll 天体である Ser X-1 は過去の観測で連続成分に対して強い鉄輝線が観測されており、鉄輝線の解析に適した天体である。Cyg X-2 は 2006 年 5 月 16 日、GX 17+2 は 2007 年 9 月 19 日と 27 日の 2 回、Ser X-1 は 2006 年 10 月 24 日にそれぞれ観測が行われている。解析した天体の観測の情報を表 4.1 に示す。CCD のパイルアップを軽減するために、これらの天体の全ての観測は XIS を、window mode と burst option にすることによって行われた。通常の観測では CCD の全面 (1024×1024 pixel) でイメージングを行うのに対し、window mode では一部の領域のみを観測データとして読み出す。モードには 1/4 window、1/8 window、1/16 window の 3 種類があり、通常の観測では 8 秒間の露光で CCD 全面を読み出すところ、window mode の観測では露光時間を  $8/n$  ( $n = 4, 8, 16$ ) 秒に 1 回と短くできる。今回解析する天体の観測は全て 1/4 window mode で行われている (つまり、露光時間は 2 秒)。burst option とは、 $8/n$  秒の露光中に実際にデータを取得する時間を指定し、パイルアップの影響を軽減するオプションである。一方で HXD は通常の観測モードで観測が行われている。今回の観測で使用された XIS の window mode と burst option についても表 4.1 にまとめてある。

### 4.2 イベントセレクション

本研究で解析に使用したデータのうち、XIS のデータは「すざく」チームが公開している「clean event」にさらなる補正を加えて使用し、HXD のデータは clean event を標準的な解析手法を用いて解析した。clean event とは、衛星が地球を見ている時間や外来からの宇宙線が多い場所を通過している時間帯などを除去したデータであ

表 4.1: 観測情報

天体名	観測日 [年:月:日]	Exposure [ksec]	window mode	burst option	nominal position <sup>a</sup>	Atoll/Z	距離 [kpc]	inclination <sup>b</sup> [deg]
Cyg X-2	2006:5:16	34	1/4	1sec	XIS	Z	7.2	62.5±4
GX 17+2 1st	2007:9:19	15	1/4 (XIS0,3)	0.5sec	HXD	Z	8	-
GX 17+2 2nd	2007:9:27	16	1/4 (XIS0,3)	0.5sec	HXD			
Ser X-1	2006:10:24	29	1/4	1sec	XIS	Atoll	8.4	-

<sup>a</sup> 光軸を合わせてある検出器。 <sup>b</sup>-のものは不明。

る。通常为天体の解析では clean event をそのまま使用すればよいが、今回解析する天体は非常に明るいために XIS の解析を行う際には通常の解析手法 (4.2.1) に加え、パイルアップの影響を除去するために 4.2.2~4.2.4 の追加のデータリダクションを行った。

#### 4.2.1 XIS の検出器応答

XIS の検出器応答 (レスポンス) は天体の観測時期や解析に使用する天体イメージの領域によって変化するため、天体ごとに個別に作成する必要がある。スペクトル解析に必要な XIS 検出器のレスポンスはふたつあり、RMF と ARF である。RMF は X 線を検出した際の CCD のエネルギーレスポンス、ARF は望遠鏡で集光される効果を含めた有効面積の情報がそれぞれ入力されている。本研究では、スペクトル解析に用いる RMF と ARF は全て、天体観測時の情報をもとに作成したものを使用している。

##### RMF

RMF には、天体観測時の X 線へのエネルギー応答に関する情報が入力されている。この際、X 線を検出した際の検出器の波高値 (検出チャンネル) から元のエネルギーへの変換を行う上で必要なエネルギー分解能や CCD の劣化に伴う検出効率の変化などの時間変化が考慮されている。RMF を作成するには「すぎく」チームから公開されている `xisrmfgen` というソフトウェアを用いた。

##### ARF

望遠鏡の反射率は入射 X 線のエネルギーや角度に依存する。従って、望遠鏡の有効面積もそれらに依存し、図 4.1 のようになる。~5 keV 以上では X 線の反射率が

落ちてくるため、エネルギーが高くなるにつれ、有効面積が減少する。また、 $\sim 2$  keV 周辺の帯域で有効面積の減少が見られるのは、鏡面に蒸着された Au の M 端吸収によるものである。さらに 3.2.1 で述べたように、望遠鏡の結像性能 point spread function (PSF) を反映して点源を観測した場合でもある広がりを持って検出される。「すざく」チームから公開されている xissimarfgen というソフトウェアによって、観測日や天体座標、解析に使用する領域などを指定することで、ARF を観測ごとに作成することができる。

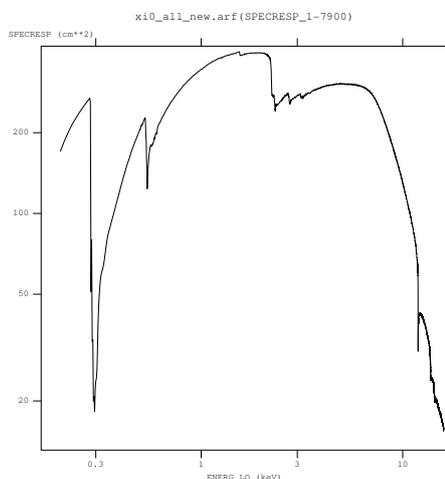


図 4.1: XRT の有効面積のエネルギー依存。

#### 4.2.2 パイルアップ

本研究で解析する天体は X 線で非常に明るく、露光時間 2 秒 (1/4 window mode) の間に  $\sim 1000$  イベントの X 線が検出される。このため、CCD カメラでの観測ではパイルアップという現象を起こしている可能性がある。パイルアップとは、天体イメージの中心付近で 1 回の露光中に CCD の 1pixel 中に多数のイベントが入射してしまう現象である。この際、CCD は複数のイベントをパルスハイトが足されたひとつのイベントとして読み出すため、複数の低エネルギー X 線イベントがひとつの高エネルギー X 線と誤認されてしまう。パイルアップが起こると、複数の低エネルギーイベントがひとつの高エネルギーイベントになるため、高エネルギー側 ( $\gtrsim 8$  keV) のカウント数が増加するが、全体のカウント数は減少する。特に、8 keV 以上は XIS の有効面積が急激に落ち、元々のイベントが少ないため、パイルアップが起こると影響を受けやすく、カウント数の増加が顕著に見られる。

一般的にパイルアップが起きている天体の解析では、天体イメージ上で天体中心からある半径をもった円形の領域を除き、イベントレートが低く、パイルアップの起きていない外側のデータのみを使用する(図 4.2)。本研究でもこの方法を採用し、パイルアップの補正には中心からある半径をもった領域を除去する。ただし、Cyg X-2 に関しては、イベント数が非常に多く、1/4 window の SegB の領域からしかデータの取得ができていなかった(テレメトリ飽和)。このため、Cyg X-2 ではパイルアップ除去のためにイメージ中心を除くことに加え、SegB の領域のみを解析に使用した。

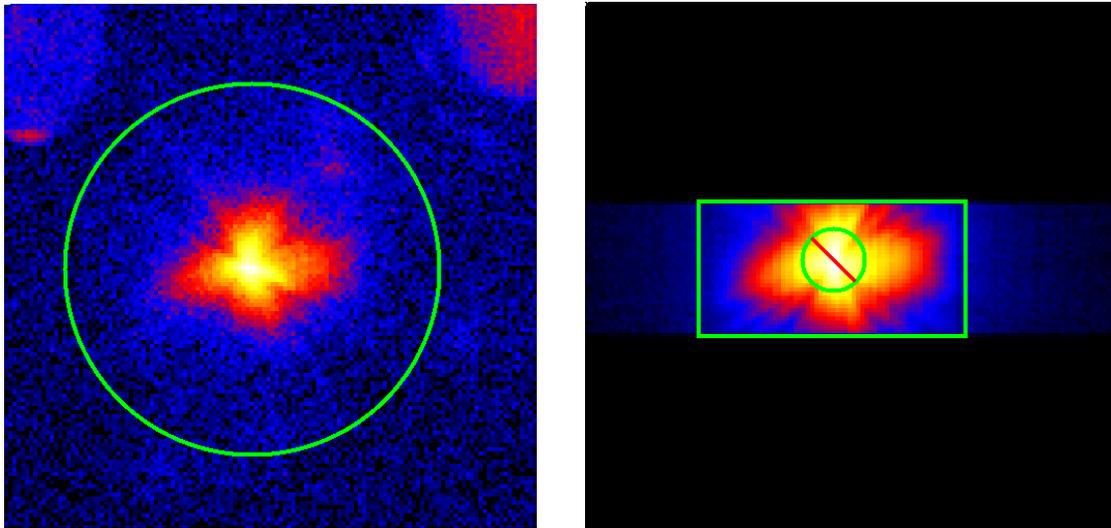


図 4.2: 通常为天体の解析で使用する領域(左)と1/4 window mode の観測でパイルアップが起きている場合に使用する領域(右)。パイルアップしている場合には、斜線部分の領域を除いて使用する。

### 4.2.3 かに星雲 (Crab) の解析

本論文で解析する天体は観測前から非常に明るいことが予想されており、window mode と burst option によって露光時間を制限することでパイルアップの防止が行われているが、中心からどの領域まで除去すればどのエネルギー帯域までを解析に使用できるかを定量的に調べる必要がある。そこで、「すざく」で検出器のキャリブレーションに使われるかに星雲 (Crab) のデータを解析する。Crab は地球からおよそ 7000 光年にある超新星残骸である。Crab は X 線の帯域で一定の明るさで輝いており、X 線スペクトルがべき  $\sim 2.1$  の輝線構造のないスペクトルをしている。そのため、「すざく」の XIS ではレスポンスのキャリブレーションにこの Crab のデータが使用されている。

本研究で解析を行う天体は全て 1/4 window mode で観測が行われており、解析には XIS/HXD nominal 両方のデータを使用するため、使用する Crab のデータも 1/4 window mode、XIS/HXD nominal 両方の観測データを使用した。以下に詳細を示す。

表 4.2: Crab の観測情報。

観測日 [年:月:日]	Exposure [sec]	burst option	nominal position
2006:3:30	820	0.1sec	XIS
2006:4:5	1890	0.1sec	HXD

スペクトルは  $\sim 8$  keV までべき  $\sim 2.1$  の放射モデルでよく再現できた。(図 4.3 参照。  $\sim 2$  keV での再現度が悪いのは、CCD に含まれる Si の吸収端と望遠鏡に蒸着されている Au の吸収端を再現しきれていないためであり、とくに 1.7-1.9 keV はデータの再現性が悪いため、ここではこの帯域は除去している。) しかし、8 keV 以上の帯域ではデータを再現しきれていない。これは、パイルアップが起きているためと考えられる。したがって本研究で解析する天体は、Crab と同じ表面輝度になる領域までをイメージの中心から除去し、この光度で Crab が良く再現されている 8 keV 以下の帯域のみをスペクトル解析に使用する。Crab の表面輝度は中心で XIS/HXD nominal の観測共に、 $0.010 - 0.012$  counts/pixel<sup>2</sup>/exposure であった。したがって、本研究で解析する天体も表面輝度が  $0.01$  counts/pixel<sup>2</sup>/exposure となる領域までを中心から除去する。

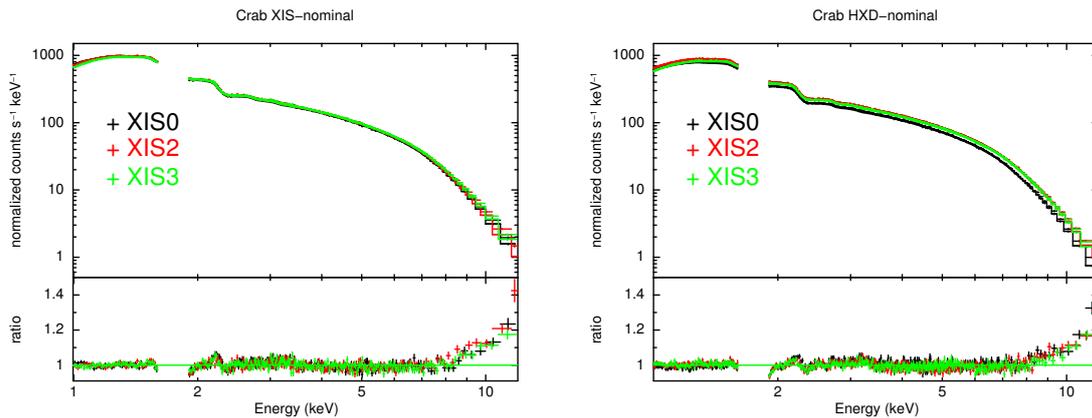


図 4.3: Crab のスペクトルをべき型の放射モデルで再現した図。上がデータとモデル、下がデータとモデルの比。左が XIS nominal、右が HXD nominal の観測。

#### 4.2.4 解析天体の表面輝度分布

Crab の表面輝度と同じ半径の領域を中心から除去するために、本研究で解析を行う天体の表面輝度を求めた。衛星の姿勢は観測の時に  $\sim 100$  分 (衛星が地球を 1 周する時間) で  $30''$  ほど揺らぐため、姿勢の揺らぎが無視できる 200 秒ごとにイメージを作成し、姿勢の揺らぎを補正して表面輝度分布を求めた。姿勢の揺らぎを補正する際に、各 200 秒ごとの時間帯でイメージ中心を求める必要がある。最終的に解析する clean event のデータには、荷電粒子をバックグラウンドとして除去するために行われる GRADE 判定がかかっている。本研究で扱う天体は非常に明るく、パイルアップが起こっているために、GRADE 判定のロジックが天体からの信号も荷電粒子と誤認識して除去してしまっている。このため、天体イメージの中心付近ではイベントが無くなっており、イメージの中心位置を求めることが難しい。そこで、各時間帯でのイメージ中心を求める際には GRADE 判定をかける前段階の「uf event」を用いた。uf event から 200 秒ごとにイメージ上の中心座標 (衛星の姿勢の揺らぎ) を求め、このゆらぎを補正した上で clean event から表面輝度分布を求めたのが図 4.4 である。図 4.4 から各天体の表面輝度が、解析に使用する  $0.01 \text{ counts/pixel}^2/\text{exposure}$  になる半径はそれぞれ、Cyg X-2 で 70 pixel、GX 17+2 で 30 pixel、Ser X-1 は 40 pixel となった。

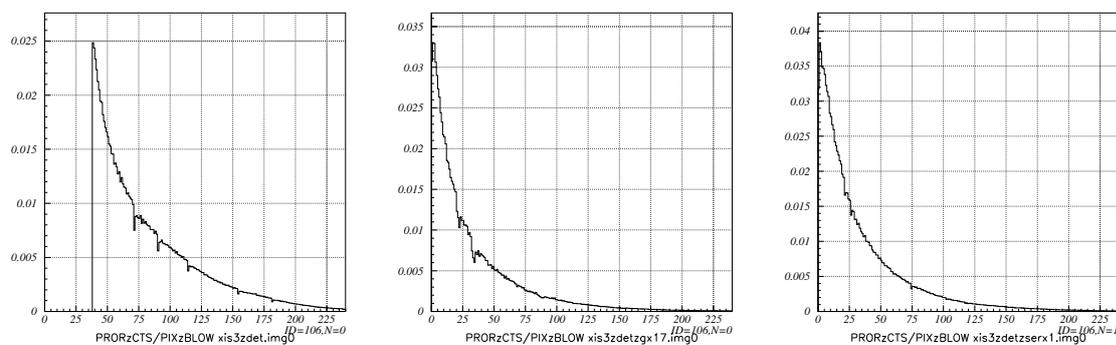


図 4.4: Cyg X-2(左)、GX 17+2(中央)、Ser X-1(右) の表面輝度分布。x 軸は天体中心からの CCD pixel 数、y 軸は表面輝度 ( $\text{counts/pixel}^2/\text{exposure}$ )。Cyg X-2 で  $\sim 45$  pixel まで表面輝度が 0 なのは、使用している segB に天体中心が無いためである。

### 4.3 XIS と PIN の間のキャリブレーション

XIS と HXD-PIN との間には、最新の検出器レスポンスを使用した場合に、キャリブレーションの精度として、互いの flux に 1:1.158(XIS nominal 観測)、1:1.175(HXD nominal 観測) の違いがある (SUZAKU-MEMO 2008-06)。しかしこの関係は XIS データについて、通常为天体解析で使用する、天体中心から  $\sim 6'$  の半径を持った円形の領域を切り出した時の結果であり、本研究の解析に使用する領域 (中心をくり抜いてある) とは大きく形状が異なるために、この関係と一致しない可能性がある。PIN のデータリダクションは標準的な解析で行っているため、上記の flux 比で異なるのは XIS のデータと考えられる。そこで、連続成分を正確に決定するために、本研究での領域を使用した場合について、XIS と PIN の flux 比を調べた。

XIS nominal 観測の XIS と PIN のキャリブレーションは SS Cyg という天体で行われている。従って、SS Cyg で半径  $6'$  の領域を使用したスペクトルと解析で使用する領域で作成したスペクトルとの比を求めることで、今回解析を行う XIS nominal 観測天体の XIS/PIN の flux 比を調べることができる。また、HXD nominal 観測天体の XIS/PIN のキャリブレーションには MCG 5-23-16(MCG 5) という天体を使用した。

解析は以下の 3 段階の方法で行った。

- SS Cyg と MCG 5-23-16 で半径  $6'$  の領域によるスペクトルを作成。
- SS Cyg と MCG 5-23-16 で NS-LMXB の解析に使用する領域と同じ領域でスペクトルを作成。ARF もそれぞれのスペクトルごとに作成。
- 半径  $6'$  のスペクトルと、各 XIS(0、2、3) と全 FI 検出器を足し合わせた FI のスペクトルとの flux 比を、スペクトル解析から求める。

半径  $6'$  の領域で作成したスペクトルの各 XIS の flux は 3 台とも  $\sim 4\%$  の精度で一致しており、半径  $6'$  の領域では flux に XIS による違いは生じていなかった。したがって、半径  $6'$  の領域で作成した XIS0 のスペクトルを比較対象 (flux = 1) として、NS-LMXB の解析に使用する領域で作成したスペクトルと flux の比を求めた。各天体ごとに決まった flux 比を表 4.3 に示す。各 XIS の flux 比はそれぞれ違う値になっており、これは xissimarfgen によって作成した ARF が各 XIS ごとの PSF の個性 (FWHM の大きさや半径ごとのエネルギー依存性の違い) を取り込んでいないことに起因すると考えられる。

flux 比が表 4.3 のように求まったので、実際に NS-LMXB の観測データを再現できるかどうかを確認した。各天体の平均スペクトルの XIS と PIN のデータを用いて、同じモデルで flux 比を表 4.3 の値にしてデータを再現した。結果を図 4.5 に示

表 4.3: それぞれの領域で求めた flux 比<sup>†</sup>と使用する PIN の flux 比

天体名	比較対象	XIS0	XIS2	XIS3	XIS-FI	PIN <sup>‡</sup>
Cyg X-2	SS Cyg	0.95	0.84	1.22	0.93	0.99 <sup>#</sup>
GX 17+2	MCG 5	1.03	none	1.02	1.02	1.175
Ser X-1	SS Cyg	0.99	1.10	1.06	1.03	1.158

<sup>†</sup> 半径 6' で切り出した XIS0 のスペクトルの flux = 1。

<sup>‡</sup> PIN は SUZAKU-MEMO 2008-06 で求められている値に固定する。

<sup>#</sup> XIS2 と 3 のみを足した場合。

す。GX 17+2 と Ser X-1 は XIS0、(2)、3 全てのデータが同じ残差の形になっているが、Cyg X-2 のスペクトルは XIS0 のデータのみソフトな残差になった。この原因として、XIS0 は PSF のエネルギー依存が他の XIS よりも大きいことが原因と考えられる。現状の ARF には PSF のエネルギー依存に関する情報は取り込まれていない。PSF にエネルギー依存があり、中心を除去した際に XIS0 の高エネルギーイベントが他の XIS よりも多く除去されていたならば、中心から 70 pixel という非常に広い領域を除いた Cyg X-2 のデータでは、XIS0 のスペクトルのみソフトになる可能性がある。

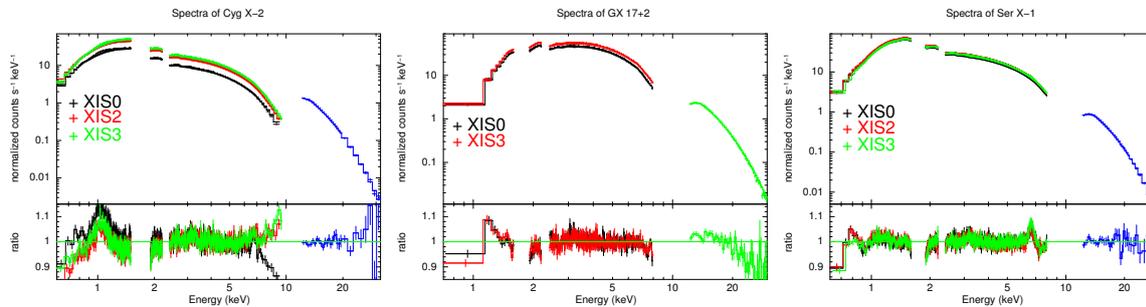


図 4.5: Cyg X-2(左)、GX 17+2(中央)、Ser X-1(右) のデータを同じスペクトルモデルで再現した図。

SS Cyg のエネルギーごとの PSF(表面輝度) は、図 4.6 のようになった。XIS3 では中心に近い所では全てのエネルギー帯域で PSF の分布が同じなのに対して、XIS0 では 6–8 keV のエネルギー帯域での減少が大きいことがわかる。これは、PSF にエネルギー依存があり、特に、XIS0 の高エネルギー側のイベントは他のエネルギー帯域に比べて天体中心に集中していることを表している。したがって、Cyg X-2 のスペクトルで XIS0 のみ挙動が違っていたのは、天体中心から 70 pixel という広い半径の領域を除去したために高エネルギー側の photon が他のエネルギー帯域に比べて多く除去されてしまったためと考えられる。Cyg X-2 のスペクトルから XIS0 のスペクトルを除いたものが図 4.7 である。XIS2、3 のみでデータを再現すると残差が

同じ形になった。この結果から、本研究では、Cyg X-2 のスペクトル解析には XIS0 のデータを使用せず、XIS の FI 検出器の中では XIS2 と XIS3 のデータを用いる。また、XIS2 と 3 を足し合わせた FI と PIN の flux 比は 0.99 となり、以後の解析ではこの値を使用する。

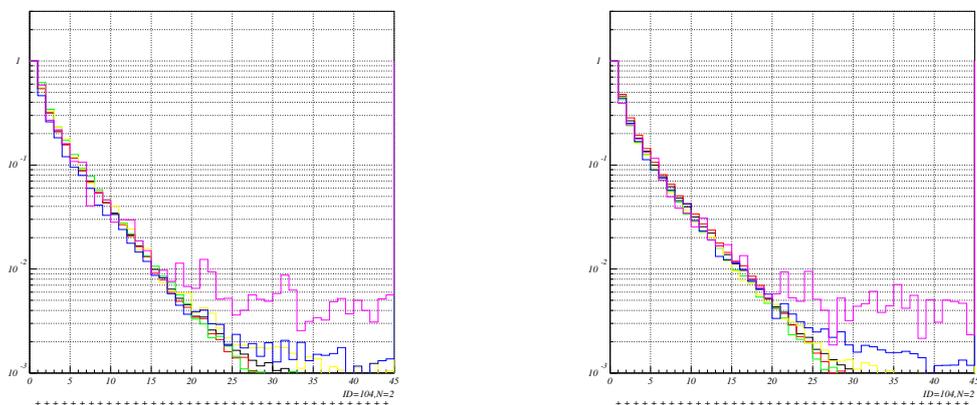


図 4.6: SS Cyg のエネルギーごとの PSF。左が XIS0 で右が XIS3。縦軸は中心が 1 になるように規格化してある。イベント数の少ない高エネルギー側では、半径の大きい領域では、バックグラウンドのために低エネルギー帯よりも値が大きい。(黒; 全エネルギーバンド、赤; 1-2 keV、緑; 2-4 keV、黄色; 4-6 keV、青; 6-8 keV、紫; 8-10 keV)

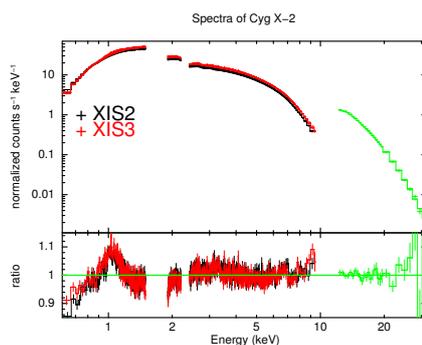


図 4.7: XIS0 を除いた Cyg X-2 のスペクトル。

# 第5章 解析方法と結果

本研究では、時間変動解析とスペクトル解析によってエディントン限界付近での物理状態を調べた。4章で作成した Cyg X-2 と GX 17+2 のデータから、1ピン160秒で光度曲線(ライトカーブ)を作成し、短時間での変動を調べた。そのライトカーブをもとに、それぞれの天体で Color-Color Diagrams (CCDs) と Hardness-Intensity Diagrams (HIDs) を作成した。スペクトルを CCDs と HIDs 上での異なった位置で作成し、状態遷移について調べた。解析データについては、XIS と HXD-PIN を使用している。HXD-GSO は、天体からの信号を有意に検出できていないことから使用していない。また、Ser X-1 から放射されている強い鉄輝線のスペクトル解析を行い、天体中心の構造を詳細に調べた。

## 5.1 スペクトル解析の方法

### 5.1.1 $\chi^2$ 検定

スペクトル解析では、得られた観測データのエネルギースペクトルを物理的な放射モデルで再現することによって天体の物理的描像を調べることができる。本研究のスペクトル解析には、X線宇宙物理学の分野で使われている標準ソフトウェア、Xspec v12.4 を用いた。放射モデルとデータの整合性を調べるためには、 $\chi^2$  検定を用いた。いま、 $x_i$  に対するデータの値を  $y_i$ 、期待値(モデルの値)を  $m(x_i)$ 、エラーを  $q_i$  とすると、 $\chi^2$  は以下のように表せる。また、 $N$  はデータ数である。

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \left( \frac{y_i - m(x_i)}{q_i} \right)^2 \quad (5.1)$$

また、データ数とパラメータ数で定義される自由度 (degrees of freedom; d.o.f) というものがあり、統計上、 $\chi^2/\text{d.o.f}$  が1に近いほどモデルがデータをよく再現していることになる。本研究では、基本となる降着円盤と NS からの放射以外に、輝線放射や周辺物質からの反射成分などの放射をモデルに加え、NS-LMXB の放射モデルを決定した。

## 5.1.2 スペクトルモデル

2.3.2 で詳しく述べた降着円盤からの放射モデル (MCD モデル) の他にも、本研究では多くの物理モデルを使用しており、スペクトル解析からは様々なパラメータを得ている。以下に、本研究で使用した放射モデルを示す (括弧内は Xspec 上でのモデルの名称)。

### phabs モデル (phabs)

宇宙空間は真空ではなく、様々な星間物質によって満たされている。このため、天体からの X 線が我々に届くまでに星間物質による吸収が起こる。この星間物質による光電吸収をモデル化したものが phabs モデルで、式 5.2 で表される。

$$M(E) = \exp[-N_H \sigma(E)] \quad (5.2)$$

$N_H$  は水素の柱密度 (単位は単位面積あたり  $10^{22}$  個) で、視線方向に水素がどれだけ存在するかを表す指標となる。X 線の光電吸収に寄与するのは主に、炭素より重い元素であり、これらについては、太陽組成比を仮定している。本研究では太陽組成比として、Wilms, J., Allen, A. & McCray, R. (2000) の値を用いた。また、 $\sigma(E)$  は光電吸収断面積で、トムソン散乱は考慮していない。

### p-free disk モデル (diskpbb)

このモデルは MCD モデルを数学的に一般化したモデルで、式 2.2 の温度の半径依存性を

$$T(r) = T_{\text{in}} \left( \frac{r}{r_{\text{in}}} \right)^{-p} \quad (5.3)$$

に置き換えたモデルである。 $p$  はフリーパラメータで、 $p = 0.75$  の時は MCD モデルに対応している。 $p < 0.75$  では同じ  $T_{\text{in}}$  の MCD モデルのスペクトルよりソフトになる。つまり、 $p$  が小さいということは降着円盤の内側の放射効率が低いことを表す。降着円盤が slim disk 状態にあるときは  $p < 0.75$  になると言われており (Watarai et al. 2000)、本研究では slim disk による放射モデルを考慮する際にこのモデルを用いた。

### comptt モデル (comptt)

comptt モデルは BB 放射によって放射された soft photon が放射体の周囲に存在する高温のプラズマによって逆コンプトン散乱され、高エネルギー側に叩き上げ

られた放射のモデルである (Titarchuk, L., 1994; Hua, X-M., Titarchuk, L., 1995; Titarchuk, L., Lyubarskij, Y., 1995)。本研究では NS からの放射をこのモデルによってモデル化する。得られる物理量は BB 放射の温度  $kT_0$ 、プラズマの電子温度  $kT_e$ 、プラズマの光学的深さ  $\tau$  である。また、プラズマの構造を円盤状か球状かを指定することができ、本研究では NS からの放射を考えているため構造は球を仮定している。また、得られたパラメータから種光子を出している BB 放射の放射半径を以下の式から推定することができる (in' t Zand et al. 1999)。

$$R_W = 3 \times 10^4 \times D \times \sqrt{\frac{f_{\text{bol}}}{1+y}} \times \frac{1}{(kT_0)^2} \text{ km} \quad (5.4)$$

式 5.4 で、 $D$  は天体までの距離 (kpc)、 $f_{\text{bol}}$  は comptt モデルによる放射成分の flux ( $\text{erg/s/cm}^2$ )、 $y$  はコンプトンパラメータといい、式 5.5 で表される。

$$y = \frac{4kT_e \max(\tau, \tau^2)}{m_e c^2} \quad (5.5)$$

式 5.5 で  $\max(\tau, \tau^2)$  とは、 $\tau$  と  $\tau^2$  を比べたときに大きい方を使用するという意味を表す。したがって、 $\tau \sim 1$  だとそのまま  $\tau$  を使用し、 $\tau \gg 1$  の時は  $\tau^2$  を用いる。また、 $m_e c^2$  は電子の静止質量で 511 keV である。

### diskline モデル (diskline)

diskline モデルは 2.3.4 で述べた、一般相対論的に広がった降着円盤由来の輝線をモデル化したものである (Fabian et al. 1989)。このモデルからは、輝線の中心エネルギー  $E$  (keV)、中心からの距離に依存した放射の emissivity を決める  $\beta$ 、輝線放射の最内縁半径  $R_{\text{in}}$ 、外側の半径  $R_{\text{out}}$ 、inclination angle と輝線の normalization ( $\text{photons/s/cm}^2$ ) の物理量が得られる。 $R_{\text{in}}$  と  $R_{\text{out}}$  はシュワルツシルド半径、 $2GM/c^2$  を単位としている ( $G$  は万有引力定数、 $M$  は中心天体の質量、 $c$  は光速)。また、放射の emissivity は  $\beta$  を用いて、中心からの距離  $R$  に対して  $\propto R^\beta$  となっている。図 5.1 に diskline モデルのパラメータを様々な値にしたときのシミュレーションスペクトルを示す。

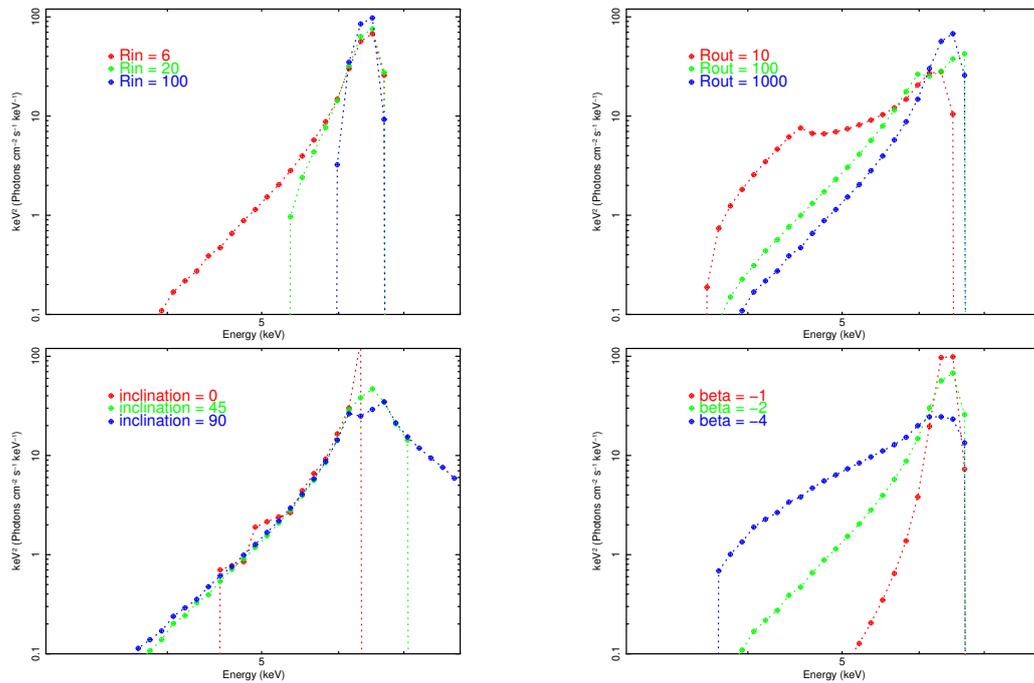


図 5.1: diskline モデルの物理パラメータを変えて行ったシミュレーションモデル。エネルギー 6.4 keV、 $R_{\text{in}} = 6$ 、 $R_{\text{out}} = 1000$ 、inclination angle =  $30^\circ$ 、 $\beta = -2$  の輝線に対して、上;  $R_{\text{in}}$ (左)、 $R_{\text{out}}$ (右)、下; inclination angle(左)、 $\beta$ (右) のみをそれぞれ変化させている。

reflect モデル (reflect; Magdziarz & Zdziarski. 1995)

天体中心からの放射が天体周囲の物質に照射されると、一部はコンプトン散乱により反射し、この放射が観測されることになる。この reflect モデルは、単純のため反射体を中性だと仮定して反射放射を計算したモデルである。本研究では、NS からの放射が周辺物質に反射される状態を想定してこのモデルを使用した。このモデルには、5つの物理量がある。反射量を決定するパラメータとして、reflection fraction  $R$  がある。 $R$  は、光源が反射体を見込む立体角を  $\Omega$  として、 $R = \Omega/2\pi$  で定義される。 $R = 0$  の時は反射成分が無く、 $R = 1$  の時は無限平版からの反射として考えることができる。また、他のパラメータは天体を観測する時の角度 (inclination angle) と太陽組成比に対する金属の含有量 (アバundance)、観測天体の宇宙論的距離を表す redshift である。本研究で解析を行う NS-LMXB は銀河系内の天体なので、redshift は 0 に固定してある。

## 5.2 Cyg X-2 の解析結果

### 5.2.1 時間変動

始めに、Cyg X-2 の時間変動について解析した。図 5.2 は Cyg X-2 の 3 つのエネルギー帯域での光度曲線 (ライトカーブ) である。データの存在しない時間帯は、天体が地球に隠されていたり、衛星が荷電粒子の多い地帯を飛行中のため観測を行っていない時間帯である。それぞれのエネルギー帯域は低エネルギー帯域が 0.5 – 2 keV (XIS)、中エネルギー帯域が 4 – 6 keV (XIS)、高エネルギー帯域が 10 – 40 keV (PIN) である。図 5.2 のライトカーブから、約 100 秒のオーダーでカウントレートが 1.5~3 倍も変動していることがわかる。特に、PIN の帯域では RMS で ~20% の変動が見られた。また、今回の観測では図 5.2 中に矢印で示した Dip と呼ばれる現象が観測された。Dip は、~1000 秒という短時間の中で、特に低エネルギー帯域で急激にカウントレートが減少する。Dip 自体は過去にも観測されているが、Dip が起こる原因の詳細は解明されていない。Cyg X-2 の連星軌道周期は ~9.84 日であることが知られており (Casares et al. 1998)、今回の観測では ~1 日の間に 3 回の Dip が観測されていることから、伴星による食が原因とは考えにくい。

状態遷移を詳細に調べるために、ライトカーブで使用したエネルギー帯域から CCDs と HIDs を作成した。図 5.3 は、作成した CCDs と HIDs および、スペクトルを作成した CCDs と HIDs 上での位置を示している。CCDs から、今回の観測では Normal Branch (NB) と Flaring Branch (FB) を観測していることがわかる。また、Dip への状態遷移は必ず FB から遷移が起きていることがわかる。状態遷移を詳細に調べるために NB で 5 つ (NB 1 – 5)、FB と Dip でそれぞれひとつの、計 7 個のス

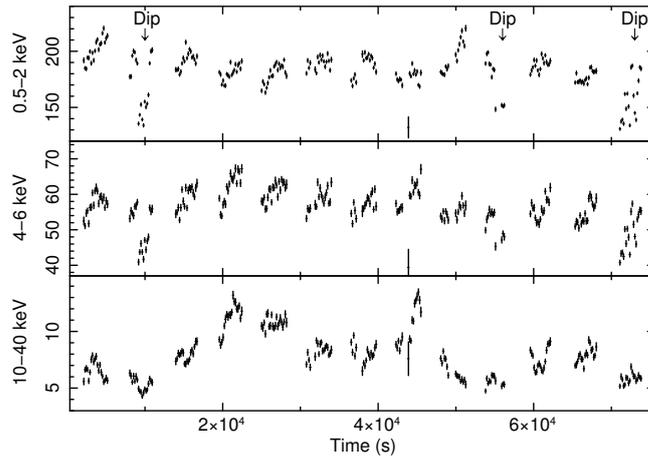


図 5.2: Cyg X-2 のライトカーブ。

ペクトルを作成した。CCDs と HIDs 上の位置と作成したスペクトルの名前との関係は図 5.3 に示してある。

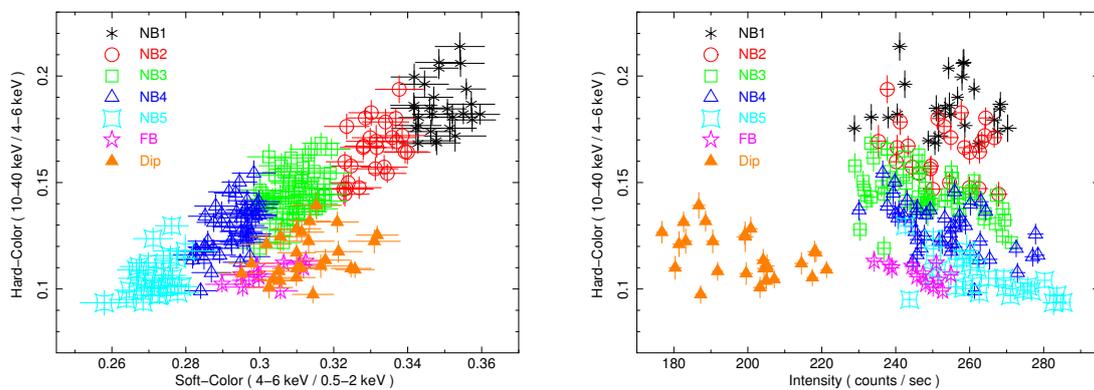


図 5.3: Cyg X-2 の CCDs(左) と HIDs(右)。

CCDs 上でスペクトルがどのように変化しているかを表したのが図 5.4 である。この図は、CCDs 上での代表的な位置にある NB1、3、5、FB、Dip のスペクトルと平均のスペクトルとの比である。この図から、NB の上側から下側へ遷移するにつれ連続的に低エネルギー側の放射が増え、高エネルギー側の放射が減少している。また、Dip のスペクトルは  $< 10$  keV のエネルギー帯域で FB のスペクトルと同じ形状を保ったまま  $\sim 20\%$  ほど flux が減少している。

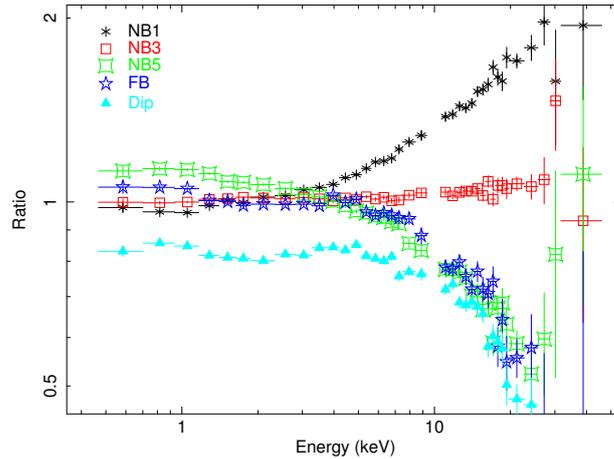


図 5.4: 各状態 (NB(1, 3, 5)、FB、Dip) のスペクトルと平均スペクトルとの比。

## 5.2.2 スペクトル解析

### 連続成分の放射モデルの決定

スペクトル解析から、NS-LMXB の状態遷移を調べるために、図 5.3 で示したように、CCDs と HIDs 上の位置に応じて 7 つのエネルギー・スペクトルを作成した。得られたスペクトルをまず、降着円盤からの放射である MCD モデル (diskbb) と NS からの黒体放射 (bb) の 2 成分で再現した [Model A;  $\text{constant} * \text{phabs} * (\text{diskbb} + \text{bb})$ ]。constant には §4.3 で求めた検出器の較正により生じている見かけ上の flux 比を使用している。スペクトル解析には XIS に FI と BI 検出器の両方を使用し、HXD は PIN のみを使用した。Model A でのフィット結果を図 5.5 に示す。図 5.5 には例として、NB1 の結果 (左) と 7 個全てのスペクトルに対して Model A でデータを再現した時のデータとモデルの比 (右) を示している。全てのスペクトルで、 $\sim 15$  keV 以上に bb モデルでは再現することのできない放射がみられる。この結果は、高エネルギー側の放射が bb モデルのみでは再現できないことを表しており、従来から研究されてきたように、NS 周囲に存在するプラズマからの逆コンプトン散乱成分が必要であると考えられる (Gilfanov et al. 2003)。したがって、次に Model A の bb モデルではなく、bb モデルを逆コンプトン散乱する comptt モデルを加えた [Model B;  $\text{constant} * \text{phabs} * (\text{diskbb} + \text{comptt})$ ]。Model B でスペクトルを再現した時の結果が図 5.6 である。bb モデルに変えて comptt モデルを使用することで、高エネルギー側の放射を再現することができた。このとき、星間吸収の値  $N_{\text{H}} \sim 2.3 \times 10^{22} \text{ cm}^2$  は可視光の観測で見積もられている値とほぼ一致している (McClintock et al. 1984)。また、diskbb モデルのパラメータから、 $T_{\text{in}} \sim 1 \text{ keV}$  で最内縁半径  $R_{\text{in}} \sim 24 \text{ km}$  と求まり、comptt モデルからは種光子の放射領域が半径  $\sim 8 \text{ km}$  と求まった。これらは、

降着円盤が半径 10 km の NS よりも外側にあり、comptt の種光子は NS 表面からの放射という物理的な描像と一致する。したがって、今後の解析には高エネルギー側の基本的な放射モデルに comptt モデルを使用する。

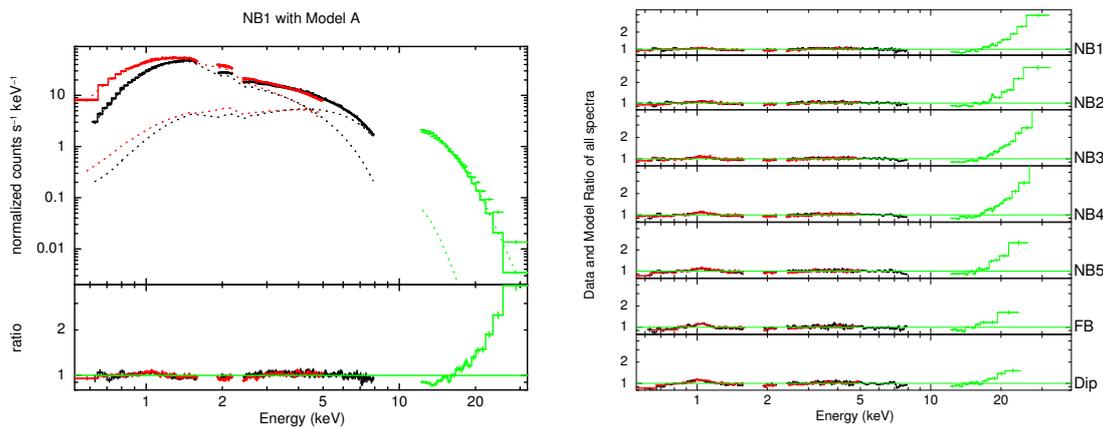


図 5.5: Model A でスペクトルを再現したときの例 (左;NB1 のスペクトル) と全てのスペクトルのデータとモデルの比 (右)。上から NB1~5, FB, Dip のスペクトルを表示している。

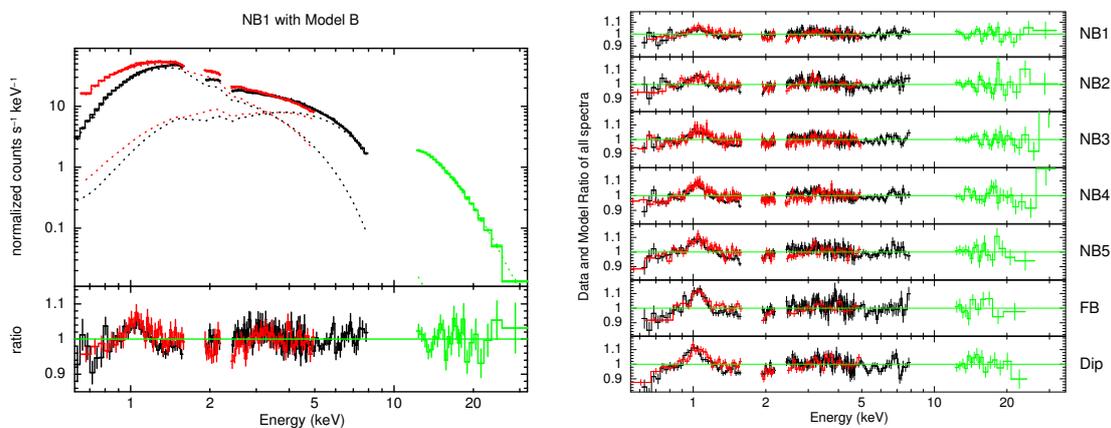


図 5.6: Model B でスペクトルを再現したときの結果。表示は図 5.5 と同じである。

### 5.2.3 1 keV の輝線構造

図 5.6 の結果で、 $\sim 1$  keV のエネルギー帯域に連続成分だけでは再現することのできない  $\sim 10\%$  の盛り上がりが見られた。この構造は過去の観測でも見付かっており、輝線による構造として解釈されている (Di Salvo et al. 2002)。そこで、この構造を幅の広いひとつの Gaussian モデルで再現した (Model C; Model B + broad Gaussian)。結果を図 5.7 に示す。幅の広い Gaussian モデルを加えることで、低エネルギー側の構造を再現することができた。

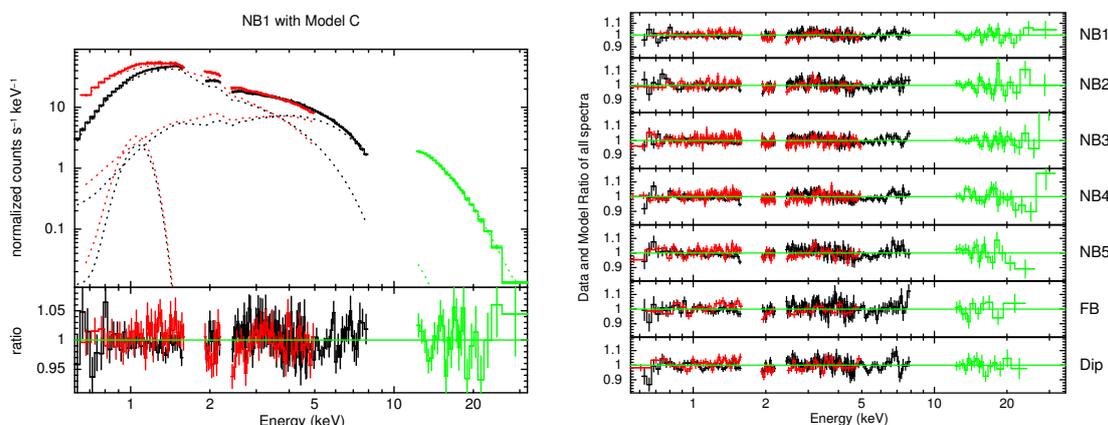


図 5.7: Model C でスペクトルを再現したときの結果。

Model C によるスペクトルフィットの結果から得た Gaussian モデルのパラメータを表 5.1 に示す。幅の広い Gaussian モデルで低エネルギー側の構造を再現した場合、輝線の中心エネルギーと幅はそれぞれ  $\sim 1$  keV と 80 – 170 eV となった。中心エネルギーの平均は 1.02 keV であることから、この輝線は H-like な Ne X の  $K\alpha$  輝線 (理論値 1.022 keV) に対応している可能性がある。

表 5.1: Model C でスペクトルを再現したときの Gaussian モデルのパラメータ

branch	NB1	NB2	NB3	NB4	NB5	FB	Dip
Energy (keV)	$1.03^{+0.03}_{-0.05}$	$1.00^{+0.04}_{-0.08}$	$1.05 \pm 0.02$	$1.04 \pm 0.01$	$1.00^{+0.02}_{-0.06}$	$1.03 \pm 0.01$	$1.01 \pm 0.01$
$\sigma$ (eV)	$120^{+55}_{-48}$	$166^{+79}_{-36}$	$112^{+27}_{-014}$	$105^{+29}_{-15}$	$172^{+51}_{-26}$	$93^{+22}_{-16}$	$85^{+28}_{-11}$
EW (eV) <sup>a</sup>	$25^{+9}_{-6}$	$41^{+15}_{-12}$	$29^{+7}_{-4}$	$32^{+8}_{-3}$	$63^{+23}_{-9}$	$39^{+800}_{-5}$	$28^{+11}_{-6}$

<sup>a</sup> Equivalent Width (等価幅)

輝線を放射する電離したプラズマは、衝突電離もしくは光電離によって生成される。衝突電離プラズマの場合には、Ne X が存在する電子温度では、O-K や Fe-L な

どの多数の輝線が放射されるはずであるが、今回のデータからは検出されていないため、衝突電離とは考えにくい。一方で光電離プラズマの場合、仮に Ne X が存在していたとすると、このときの § 2.3 で述べた電離パラメータは  $\log \xi \sim 2$  である。しかし、 $\log \xi \sim 2$  のときに放射される輝線は Ne X だけでなく、Si XIII や S XV も Ne X と同程度の flux で放射される (Kallman et al. 1982)。Si XIII と S XV の  $K_{\alpha}$  輝線のエネルギーは、それぞれ 1.8650 keV と 2.4606 keV である。 $\sim 1.8$  keV のエネルギー帯域については、XIS の CCD に使われている Si の吸収端を検出器のレスポンスが再現しきれていないため、今回の解析には含めておらず、輝線の存在は確認できない。S XV のエネルギー帯域については、輝線は上限値で  $\text{flux} < 1.7 \text{ photons/s/cm}^2$  しかなく、Ne X の 4% 以下の flux しかないことが分かった。このことから 1 keV の構造は、幅の広い Ne X からの 1 本だけの輝線ではないと考えられる。次に、1 keV に見かけ上幅の広い輝線構造をつくる可能性として、検出器のエネルギー分解能で分解できない幅の狭い輝線の重ね合わせを考えられる。1 keV の帯域には電離した Fe からの L 殻輝線が放射される。このエネルギー帯域で放射される Fe の L 殻輝線は Fe XX 以上に高階電離している場合であり、その電離パラメータは  $\log \xi > 2.5$  となる。このような高電離では、Si や S はほぼ完全電離しており、S からの輝線放射は Fe に比べて flux が 1/10 ほどになる。よって、Fe-L 輝線だけが放射されているという物理状態は存在し、観測データに S からの輝線が検出されていないことと矛盾しない。このことを検証するために、1 keV の輝線構造をひとつの Gaussian モデルで再現するのではなく、複数の Gaussian モデルを重ね合わせて再現した。このとき、幅の狭い輝線を考慮するために、Gaussian モデルの  $\sigma$  を 0 に固定した。以下、1 keV の輝線を複数の幅の狭い Gaussian モデルで再現した場合のモデルを Model D とよぶ [Model D;  $\text{constant*phabs}*(\text{diskbb}+\text{comptt}+\text{narrow Gaussians})$ ]。

図 5.8 は、最も統計の良い NB4 のスペクトルで Model D による解析を行った時の結果である。図 5.8 左を見ると、幅の狭い輝線 1 本だけでは構造を再現できていないことがわかる ( $\chi^2/\text{d.o.f} = 518/316$ )。同様に、2 本の Gaussian でも  $\sim 1.2$  keV に残差が残っている (図 5.8 中、 $\chi^2/\text{d.o.f} = 451/314$ )。最終的に、3 本の Gaussian モデルを加えることで 1 keV の構造を再現することができた (図 5.8 右、 $\chi^2/\text{d.o.f} = 405/312$ )。3 本の輝線は、観測された中心エネルギーからそれぞれ、Fe XX、Fe XXII、Fe XXIV と考えられる (表 5.2)。この光電離状態は電離パラメータが  $\log \xi \sim 2.3 \sim 3$  の時に存在する。このとき、他の元素からは S XV と S XVI の輝線放射が考えられるが、上で述べたように、この電離度では、およそ 10 倍ほど Fe の放射強度の方が強くなる。このため、 $\sim 2.4$  keV のエネルギー帯域では S の輝線強度は連続成分の  $\sim 1\%$  以下と予想され、スペクトル中に S の輝線が検出されていないことと矛盾しない。よって、1 keV に見られる輝線構造はそれぞれ異なった電離度をもつ Fe からの L 殻輝線と考えられる。

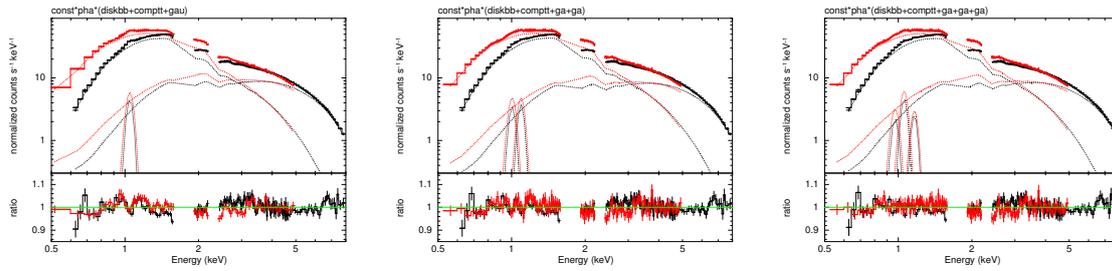


図 5.8: Model D で NB4 のスペクトルを再現したときの結果。左から加えた Gaussian モデルの数が 1、2、3 本となっている。

表 5.2: NB4 のスペクトルを 3 本の Gaussian モデルで再現したときのパラメータと対応する輝線

$E_{\text{measure}}$ (keV)	norm <sup>a</sup>	EW (eV)	ion	$E_{\text{pre}}$ (keV) <sup>b</sup>
$0.959^{+0.021}_{-0.008}$	$1.30^{+0.26}_{-0.29}$	$11 \pm 2$	Fe XX	0.964
$1.049^{+0.011}_{-0.007}$	$2.28^{+0.22}_{-0.34}$	$6 \pm 2$	Fe XXII	1.053
$1.156^{+0.009}_{-0.023}$	$0.97^{+0.21}_{-0.20}$	$5 \pm 2$	Fe XXIV	1.163

<sup>a</sup>  $10^{-2}$  photons/s/cm<sup>2</sup> <sup>b</sup> 輝線エネルギーの理論値

状態遷移に伴い、1 keV の輝線がどのように変化するかを調べるため、NB4 のスペクトル以外のスペクトルを、Model D で再現した。そのときの各輝線の flux と EW の変化を図 5.9 に示す。このとき、3 本の輝線はエネルギーをそれぞれ表 5.2 の理論値に固定した。全てのスペクトルについて Model D でスペクトルを再現したときの結果を図 5.10 に示す。

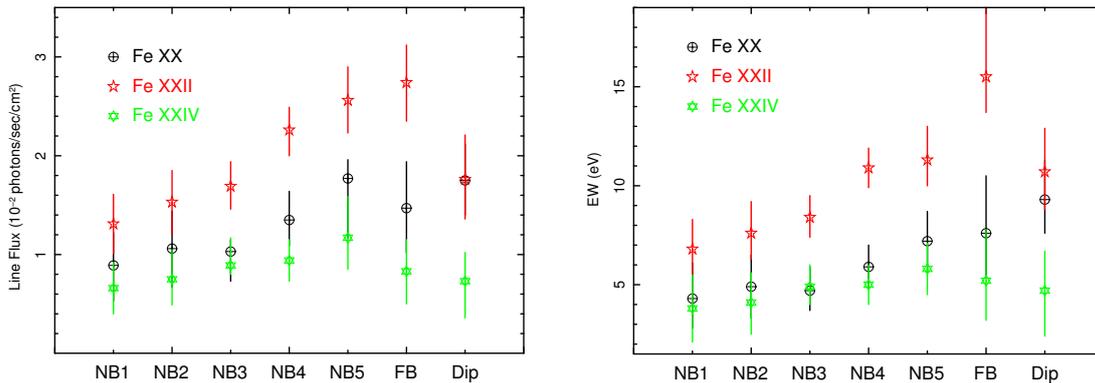


図 5.9: Model D でスペクトルを再現したときの輝線強度の変化。

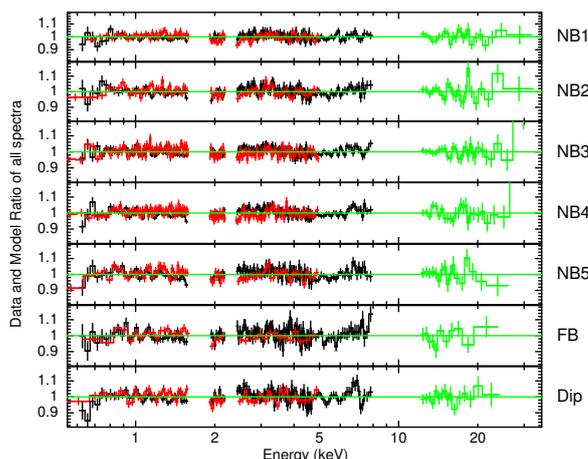


図 5.10: Model D でスペクトルを再現したときのデータとモデルの残差。

## 5.2.4 Dip のスペクトル中にある 6–7 keV の構造

Model D [constant\*phabs\*(diskbb+comptt+3gaussian)] でスペクトルを再現することでほとんど全てのスペクトルはデータを再現することができたが、Dip のスペクトルには 6–7 keV のエネルギー帯域に他の branch には見られない構造が見られた。とくに、Dip のスペクトルについては、6–7 keV のエネルギー帯域で正負両方向に向かって鋭い形状の残差がある。この残差は、Fe からの輝線や吸収線である可能性が高く、このライン構造の物理量から天体の中心構造をより詳細に調べることができる。そこで、輝線構造が有意なものかどうかを調べた。

Dip のスペクトルの残差が有意なものかどうかを調べるため、解析天体のスペクトルをかき星雲 (Crab) のスペクトルで割った、Crab 比を作成した。Crab は XIS のキャリブレーションに使用されている天体で (4.2.3 参照)、XIS 検出器のレスポンスも Crab をもとにキャリブレーションされている。また、Crab のスペクトルはべき $\sim 2$ の構造のない形をしているため、観測で得られた天体のスペクトルを Crab のスペクトルで割ることによって、検出器のレスポンスを打ち消すことができ、天体固有の真のスペクトル形状を調べることができる。よって、Crab 比にも 6–7 keV の帯域で構造がみられれば、その構造は天体のスペクトルに起因しているといえる。今回の観測で XIS が Dip を観測している時間は  $\sim 2000$  秒と短い上に、Cyg X-2 の解析ではイメージ上で使用している領域が SegB のみであるために、得られるイベント数が少なく、統計的な揺らぎが大きい。そこで、Crab 比を調べる際には SegB 以外の領域を含めたデータを使用した。本来、SegB 以外の領域ではテレメトリの飽和が起きているために flux を正しく求めることができず、これまでの解析には使用していない。しかし、Crab 比によってスペクトルの形状を調べる際には、スペクト

ルの形のみ注目すればよく、flux は結果に影響が無いため、SegB 以外の領域を使用しても問題ない。そこで、SegB 以外の領域を含めたデータでパイルアップの補正 (中心から半径 70 pixel の領域を除去) を行い、スペクトルを作成した。この統計の良いスペクトルから作成した Crab 比を図 5.11 に示す。Crab 比からは  $\sim 7.2$  keV のエネルギー帯域に XIS のエネルギー分解能 ( $\sim 120$  eV) よりも広がった範囲で窪みが見られる。この窪みは、XIS2, 3 両方に見られることから、どちらかの XIS のキャリアレーションの不定性や統計的なゆらぎによって生じているものではない。7 keV 周辺には鉄の吸収端があるが、Cyg X-2 と Crab の星間吸収は同程度か Cyg X-2 の方が小さいため、Cyg X-2 の星間吸収による Fe の吸収端が原因とは考えられない。したがって、 $\sim 7.2$  keV にみられた構造は有意に天体固有のスペクトルに存在するものといえる。

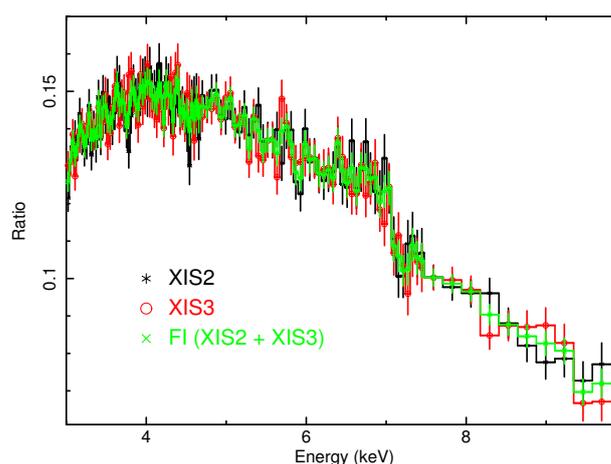


図 5.11: Dip のスペクトルの Crab 比。

Dip のスペクトルで、6–7 keV のエネルギー帯域にみられた構造は、Crab 比をとることで天体からの放射であることがわかった。この構造が図 5.10 の残差にみられるように鋭いピークをもっているため、Fe 輝線と考え、Gaussian モデルで再現した。図 5.12 の一番上が Gaussian を加える前の残差で、図 5.10 と同じものである。2 番目の図が  $\sim 6.9$  keV に正の Gaussian を加えたときの残差である。正の Gaussian を加えることで、 $\sim 6.9$  keV の残差が改善された。しかし、Crab 比で確認したような  $\sim 7.2$  keV の構造は残ったままである。そこで、この構造を負の Gaussian を加えることで再現したのが、図 5.12 の一番下の図である。負の Gaussian モデルを加えることで、データを再現することができた。これら正負の Gaussian モデルはそれぞれ、輝線と吸収線であると考えられる。輝線と吸収線両方のパラメータを表 5.3 に示す。輝線のエネルギーは  $\sim 6.9$  keV と中性の Fe からの輝線のエネルギー (6.4 keV) に比べて高く、高階電離している (Fe XXV: 6.70 keV、Fe XXVI: 6.97 keV) と考えられ

る。また、輝線の幅は下限値で  $\sigma \sim 290$  eV と非常に広いのに対して、吸収線の幅は狭い。吸収線のエネルギー中心は 7.2 keV となり、このエネルギーで放射する元素は存在しない。したがって、この吸収線は Fe XXV、Fe XXVI のような高階電離した Fe による吸収線が blueshift したものと考えられる。このように、輝線と blueshift した吸収線が同時に観測される輝線構造は P Cygni profile と呼ばれ、物質が吹きとばされている (アウトフロー) 描像を表している。つまり、物質がアウトフローしており、視線方向に向かってくる物質は blueshift した吸収線として観測され、視線方向外へアウトフローしている物質からは輝線が放射されていることになる。

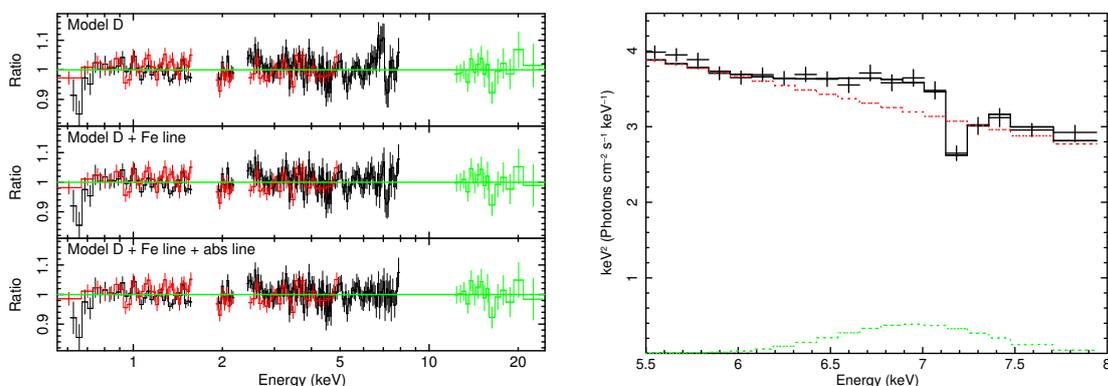


図 5.12: Dip のスペクトルに Gaussian モデルを加えたときの残差 (左)。上から、Gaussian モデル無し、正の Gaussian のみ、正の Gaussian と負の Gaussian。右の図は正負両方の Gaussian を加えたときのスペクトルモデル。赤が連続成分、緑が正の Gaussian、黒が全ての放射モデルの和である。

表 5.3: Dip のスペクトルに加えた Gaussian モデルのパラメータ

line	emission	absorption
$E$ (keV)	$6.895^{+0.121}_{-0.144}$	$7.218^{+0.056}_{-0.051}$
$\sigma$ (eV)	$430^{+290}_{-150}$	$< 200$
norm <sup>a</sup>	$8.29^{+8.61}_{-3.00}$	$-2.31^{+1.19}_{-4.29}$
EW (eV)	$130^{+120}_{-50}$	$40^{+60}_{-20}$

<sup>a</sup>  $10^{-3}$  photons/s/cm<sup>2</sup>

Dip では、図 5.2 から、平均的なカウントレートよりも ~ 20% 減少しており、通常のパイルアップ補正で除去している中心から 70 pixel の領域よりも狭い領域を除去して使用できる。そこで、Dip の時間帯でのみパイルアップ補正のために除去する領域を 60 pixel にし、seg B と seg C の領域を使用して統計を上げたイベントを使用し、正確に輝線構造を調べた。その際、連続成分のパラメータは、Model C で求めた値に固定し、XIS の constant のみを free にし、Gaussian モデルのパラメータを求めた。結果を表 5.4 に示す。統計を上げたイベントを使用したスペクトルで求めた Gaussian モデルの各パラメータは表 5.3 の値と一致しており、この構造は P Cygni profile であると考えられる。

表 5.4: 統計を上げた Dip のスペクトルに加えた Gaussian モデルのパラメータ

line	emission	absorption
$E$ (keV)	$6.748_{-0.113}^{+0.096}$	$7.187_{-0.046}^{+0.044}$
$\sigma$ (eV)	$370_{-110}^{+140}$	$< 100$
norm <sup>a</sup>	$5.71_{-1.11}^{+1.30}$	$-1.07_{-0.97}^{+0.55}$
EW (eV)	$80_{-30}^{+40}$	$20_{-10}^{+30}$

<sup>a</sup>  $10^{-3}$  photons/s/cm<sup>2</sup>

Dip 以外のスペクトルにも輝線・吸収線構造が存在するかどうかを調べるため、表 5.4 で求めたエラーの範囲に Gaussian モデルのパラメータ値を限定し、他の状態のスペクトルにも輝線・吸収線をモデルに加えた。表 5.5 から、他の状態では輝線は存在している可能性があるが、吸収線は強度の上限値が求まるのみであることがわかった。

表 5.5: 他の状態のスペクトルに輝線・吸収線を加えたときの Gaussian モデルの norm

branch	NB1	NB2	NB3	NB4	NB5	FB
emission <sup>a</sup>	$5.7_{-4.0}^{+3.1}$	$7.4_{-4.4}^{+2.4}$	$5.8_{-2.9}^{+2.6}$	$6.7_{-1.7}^{+2.1}$	$3.1_{-2.1}^{+2.7}$	$5.6_{-3.2}^{+3.1}$
absorption <sup>a</sup>	$-2.6 <$	$-2.0 <$	$-2.0 <$	$-1.9 <$	$-1.0 <$	$-1.5 <$

<sup>a</sup>  $10^{-3}$  photons/s/cm<sup>2</sup>

## 5.2.5 状態遷移に伴うスペクトル変動

低エネルギー側の構造および、Dip のスペクトルで検出された鉄輝線構造といった連続成分以外の変動を調べることができたので、これから連続成分の変動について調べる。連続成分は Model D [constant\*phabs\*(diskbb+comptt+3gaussian)] を採用し、Dip のスペクトルには別途、鉄輝線構造を加えてデータを再現した。このときの各 branch での物理量を表 5.6 に示す。NB1 から FB への遷移で、降着円盤の diskbb 放射から  $T_{\text{in}}$  が減少して  $R_{\text{in}}$  が増加している。これにより、図 5.4 で見えていた低エネルギー側の flux の増加が再現された。comptt 放射は NB1 から Dip にかけて  $kT_0$ 、 $kT_e$  が減少し、ソフトなスペクトルになっている。放射ピークのエネルギーは NB1 では温度 2.0 keV の黒体放射と同程度だったものが、FB や Dip では温度  $\sim 1.2$  keV の黒体放射と同程度になっている。図 5.4 で、高エネルギー側の flux が減少する傾向はこの comptt 放射のピークエネルギーの下降により再現されている。また、種光子の放射半径 ( $R_w$ ) が増加し、NB5 からは NS の半径  $\sim 10$  km よりも大きい値となった。特に、Dip での  $R_w$  は NB1 での  $R_{\text{in}}$  よりも大きくなっており、少なくとも Dip での comptt 放射は NS 表面よりも広がった領域から放射されていると考えられる。

表 5.6: Model D でスペクトルを再現したときのパラメータ

branch	NB1	NB2	NB3	NB4	NB5	FB	Dip
$N_H$ ( $\times 10^{21}$ ) $\text{cm}^{-2}$	$2.29^{+0.06}_{-0.07}$	$2.33^{+0.06}_{-0.07}$	$2.27 \pm 0.04$	$2.26 \pm 0.04$	$2.31 \pm 0.07$	$2.28^{+0.10}_{-0.08}$	$3.00^{+0.30}_{-0.09}$
diskbb モデル							
$T_{\text{in}}$ (keV)	$1.10^{+0.06}_{-0.08}$	$1.07^{+0.19}_{-0.08}$	$1.03^{+0.11}_{-0.08}$	$1.00^{+0.08}_{-0.09}$	$0.81^{+0.14}_{-0.06}$	$0.61 \pm 0.07$	$0.41 \pm 0.01$
$R_{\text{in}}$ (km)	$19.2^{+4.1}_{-3.8}$	$24.9^{+3.6}_{-4.5}$	$25.3 \pm 3.9$	$29.3^{+5.0}_{-3.4}$	$30.4^{+6.6}_{-8.4}$	$47.4^{+22.7}_{-1.5}$	$91^{+23}_{-2.4}$
comptt モデル							
$kT_0$ (keV)	$1.48^{+0.13}_{-0.11}$	$1.44^{+0.24}_{-0.10}$	$1.37^{+0.15}_{-0.10}$	$1.34 \pm 0.11$	$1.13^{+0.20}_{-0.02}$	$0.90^{+0.04}_{-0.01}$	$0.77^{+0.03}_{-0.01}$
$kT_e$ (keV)	$3.44^{+1.19}_{-0.22}$	$3.47^{+1.62}_{-0.10}$	$3.40^{+0.53}_{-0.30}$	$3.57^{+0.82}_{-0.46}$	$2.68^{+1.30}_{-0.08}$	$2.29^{+0.03}_{-0.08}$	$2.28^{+0.02}_{-0.04}$
$\tau$	$7.36^{+0.56}_{-2.24}$	$6.78^{+1.45}_{-2.95}$	$6.67^{+1.17}_{-1.32}$	$5.88^{+1.68}_{-1.52}$	$8.33^{+0.31}_{-3.76}$	$11.0^{+0.12}_{-0.85}$	$11.5^{+0.58}_{-0.41}$
$R_w$ (km) <sup>†</sup>	$6.7^{+3.1}_{-2.8}$	$8.5^{+4.9}_{-6.6}$	$8.9^{+3.2}_{-4.0}$	$10.2^{+4.3}_{-4.9}$	$11.3^{+5.1}_{-5.0}$	$17.1^{+2.5}_{-1.8}$	$22.5^{+1.9}_{-3.1}$
$\chi^2/\text{d.o.f}$	249/242	275/235	433/322	400/314	342/234	226/183	276/208

<sup>†</sup> 種光子の放射半径

上記のように、FB と Dip では comptt モデルの種光子の放射ピークが温度 1.2 keV の黒体放射と同程度と低く、また、放射領域が降着円盤の最内縁に近くもしくはより大きく求まった。これは、comptt 放射が少なくとも FB と Dip では NS 表面から放射されていない可能性を示唆する。そこで、Model D にさらに NS 表面からの放射

を模擬した黒体放射のモデルを加え、スペクトルの再現を試みた。結果を表 5.7 に示したように、黒体放射を加えても、その flux の寄与は comptt 放射よりも 1 桁以上も低い、もしくは上限値しか求まらず、 $\chi^2$  の改善はみられなかった。ここでは NB1 で制限のついた  $kT_{\text{bb}} \sim 3$  keV に固定した結果を載せているが、NS 表面からの放射として典型的な  $kT_{\text{bb}} \sim 2$  keV にしても結果は変わらなかった。したがって、Model D で再現したときに、これ以上は他の放射成分が必要ないといえる。

表 5.7: Model D に黒体放射を加えたモデルでスペクトルを再現したときのパラメータ

branch	NB1	NB2	NB3	NB4	NB5	FB	Dip
$N_H$ ( $\times 10^{21}$ ) $\text{cm}^{-2}$	$2.26^{+0.03}_{-0.05}$	$2.30^{+0.03}_{-0.04}$	$2.26^{+0.04}_{-0.02}$	$2.23 \pm 0.03$	$2.23 \pm 0.05$	$2.29^{+0.09}_{-0.08}$	$3.01^{+0.09}_{-0.04}$
<b>diskbb モデル</b>							
$T_{\text{in}}$ (keV)	$1.15^{+0.54}_{-0.01}$	$1.09^{+0.01}_{-0.07}$	$1.04^{+0.08}_{-0.10}$	$0.97^{+0.03}_{-0.06}$	$0.87^{+0.02}_{-0.01}$	$0.62 \pm 0.02$	$0.41 \pm 0.03$
$R_{\text{in}}$ (km)	$18.0^{+0.2}_{-0.1}$	$19.8 \pm 0.1$	$21.5^{+0.5}_{-1.4}$	$24.7^{+0.5}_{-1.5}$	$30.4 \pm 3.9$	$46.4 \pm 11.8$	$91.3^{+2.7}_{-11.0}$
<b>comptt モデル</b>							
$kT_0$ (keV)	$1.78^{+0.02}_{-0.18}$	$1.71^{+0.11}_{-0.02}$	$1.39^{+0.06}_{-0.10}$	$1.31^{+0.15}_{-0.01}$	$1.25 \pm 0.01$	$0.93^{+0.03}_{-0.01}$	$0.77^{+0.02}_{-0.01}$
$kT_e$ (keV)	$3.47^{+0.08}_{-0.05}$	$2.05^{+0.04}_{-0.02}$	$3.42^{+3.42}_{-0.10}$	$3.55^{+0.98}_{-3.55}$	$3.93^{+1.05}_{-0.16}$	$2.37^{+0.67}_{-0.11}$	$2.28^{+0.01}_{-0.07}$
$\tau$	$0.01^{+6.90}_{-0.01}$	$0.02^{+0.7}_{-0.02}$	$6.60^{+6.90}_{-0.16}$	$5.93^{+4.05}_{-4.37}$	$4.57^{+0.04}_{-0.08}$	$10.41^{+1.60}_{-3.10}$	$11.50^{+0.05}_{-0.10}$
$R_w$ (km)	$6.2^{+1.2}_{-0.2}$	$6.8^{+0.1}_{-0.9}$	$7.6^{+1.3}_{-9.9}$	$9.1^{+8.0}_{-7.3}$	$11.2^{+0.5}_{-0.9}$	$16.7 \pm 6.7$	$22.5^{+0.9}_{-1.4}$
<b>bb モデル</b>							
$kT_{\text{bb}}$	$3.07^{+0.05}_{-0.18}$	3 (fixed)	3 (fixed)				
$L_{\text{bb}}$ ( $\times 10^{38}$ erg/s)	$0.15 \pm 0.06$	$0.12^{+0.04}_{-0.01}$	$< 0.50$	$< 0.05$	$< 0.3$	$< 0.01$	$< 0.02$
$\chi^2/\text{d.o.f}$	249/240	268/234	430/321	394/313	340/233	228/182	280/207

NS-LMXB の放射は、標準的な状態であればビリアル定理が成り立っており、降着物質が解放した重力エネルギーの半分は降着円盤で放射され、残りの半分は NS 表面で放射される。したがって、標準状態の降着円盤の光度  $L_{\text{disk}}$  と NS 表面からの放射の光度  $L_{\text{NS}}$  の比をとると  $L_{\text{NS}}/L_{\text{disk}} \sim 1$  になる。放射成分それぞれの光度変化を追うことで各状態でどのようなことが起きているかを調べることができる。図 5.13 からわかるように、Cyg X-2 は NB1 のスペクトルは  $L_{\text{comp}}/L_{\text{disk}} \sim 1$  であり、標準状態であることがわかる。また、NB1-4 までは  $L_{\text{disk}}$  が増加しており、NS からの放射が減少している。しかし、NB5 から FB への状態遷移で降着円盤の光度が半分以下に減少しており、代わりに comptt 放射成分が増加している。このときの comptt の種光子の放射領域は 10 数 km と NS の半径よりも大きな値となっている。このことから、FB では標準的な状態とは異なった放射成分が出現した可能性が示唆される。

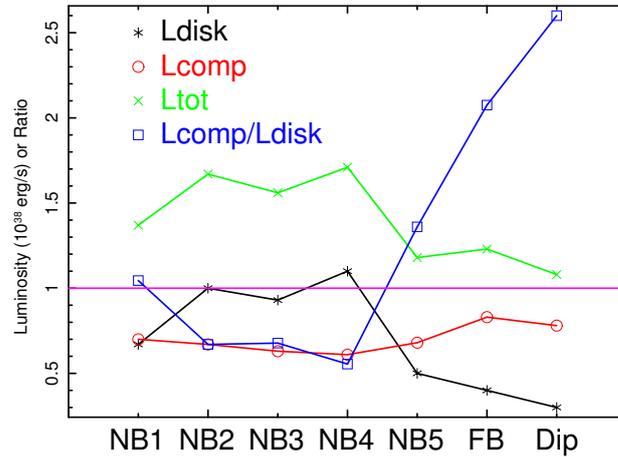


図 5.13: 各状態での光度変化。横軸は、縦軸は光度 ( $10^{38}$  erg/s と  $L_{\text{comp}}/L_{\text{disk}}$ ) の比。

## 5.3 GX 17+2 の解析結果

### 5.3.1 時間変動

GX 17+2 の解析も Cyg X-2 と同様にまず、時間変動からどの状態を遷移しているかを調べる。GX 17+2 の 3 バンドでのライトカーブを図 5.14 に示す。1st 観測の後半に、 $\sim 1000$  秒くらいの短時間の間だけ急激にカウントレートが増加している。その時間帯のライトカーブを抜き出して拡大したのが図 5.14 下である。このライトカーブから、 $0.5 - 4$  keV の低エネルギー帯域では  $\sim 20\%$  しかレートが上昇していないのに対し、 $10 - 50$  keV の高エネルギー帯域では 3-4 倍もカウントレートが増加しているのがわかる。このような、早い立ち上がり時間と減衰の遅い変動でかつ高エネルギー側での顕著なカウントレートの上昇がみられる現象は NS 表面での核暴走反応によって起こる Type I バーストと考えられる。本研究では Z 天体の「通常の状態遷移」についての研究を行うため、状態遷移の解析には「通常の状態遷移ではない」この時間帯のデータは扱わない。2nd 観測後半に見られるカウントレートの増加は、増加の時間スケールが  $\sim 6000$  秒と長いことから Type I バースト状ではなく、状態遷移が起きていると考えられる。また GX 17+2 の観測では、Cyg X-2 と違い、Dip は起きていない。

Cyg X-2 と同様に、ライトカーブをもとに、CCDs と HIDs を作成し、その位置に応じてスペクトルを作成した。作成したスペクトルと CCDs、HIDs の関係を図 5.15 に示す。今回の「すざく」の 2 回の観測では NB と FB を観測しており、NB でふたつ、FB で 3 つという計 5 つのスペクトルを作成した。FB0 は NB から FB へと遷移した直後の状態と考えられる。

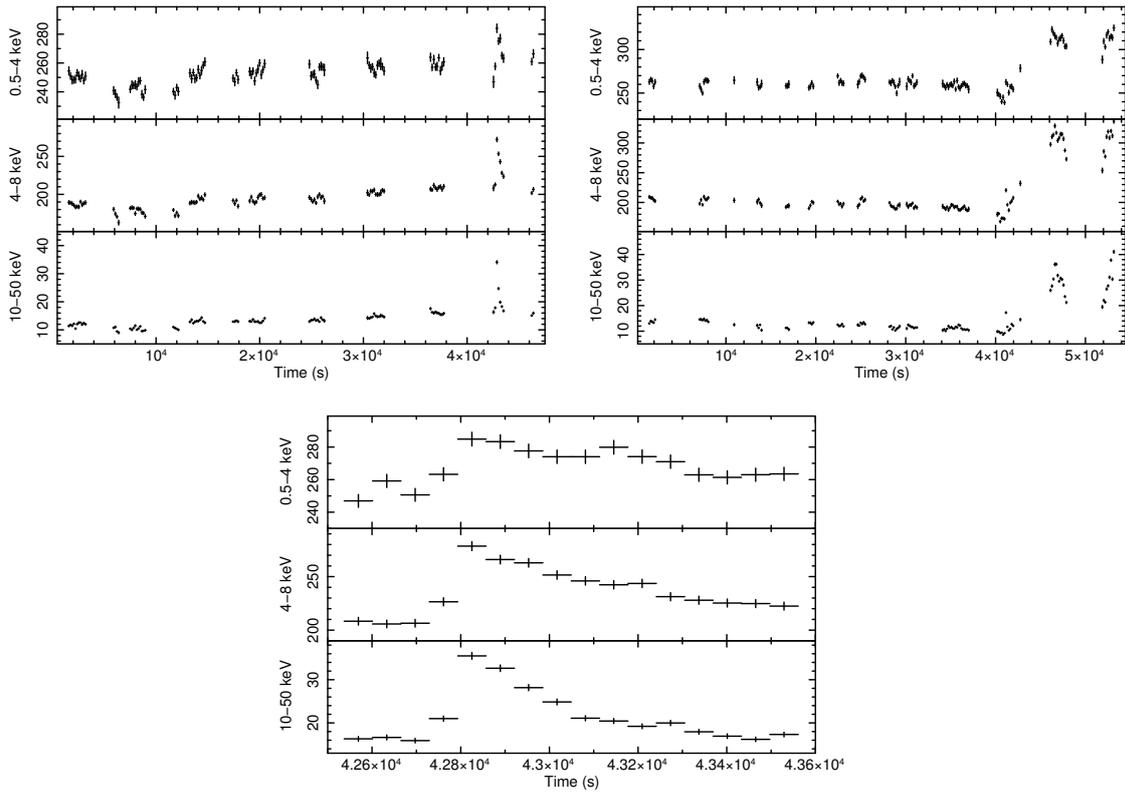


図 5.14: GX 17+2 の 1st 観測のライトカーブ(左)と 2nd 観測のライトカーブ(右)と 1st 観測の時に観測された Type I バーストのライトカーブ(下)。

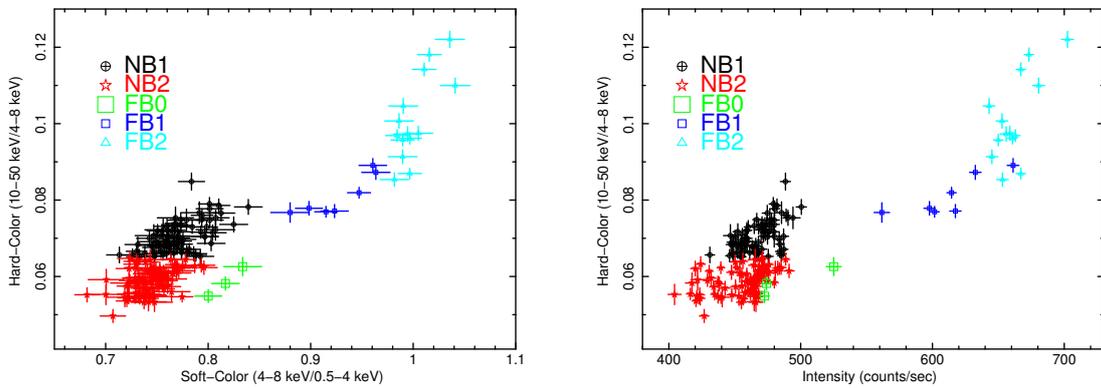


図 5.15: GX 17+2 の CCDs(左) と HIDs(右)。

GX 17+2 でも状態遷移に伴ってスペクトルがどのように変化しているかを調べるため、平均スペクトルと各状態でのスペクトルの比を調べた。図 5.16 がその結果である。NB では、NB1 から NB2 へと遷移するにつれて高エネルギー側の flux が減少しており、Cyg X-2 と同様の振舞をみせている。NB から FB へ遷移した直後のスペクトルである FB0 では、NB2 に比べて 4–20 keV のエネルギー帯域で flux が ~10% ほど増加している。Cyg X-2 では、FB への状態遷移直後にこのエネルギー帯域でのこれほどの flux の増加は起きていない。さらに FB の上方へと遷移するにつれて、高エネルギー側の flux の増加が多くなり、FB2 では平均スペクトルに対して約 2 倍の flux の増加が起きている。また、1.5 keV 以下の低エネルギー側でも 2–3 keV よりも有意な flux の増加が見えている。

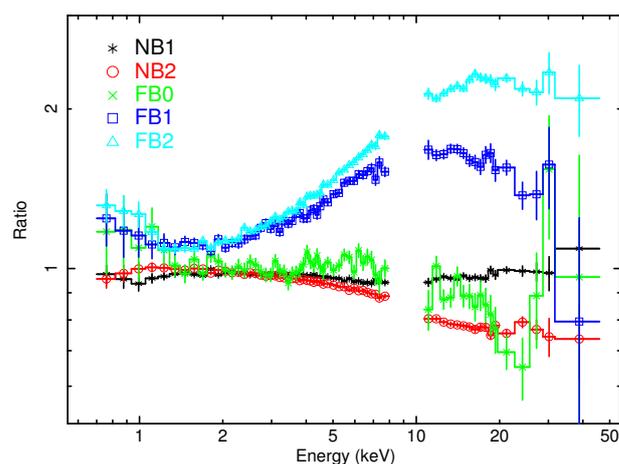


図 5.16: 各状態 (NB1、2、FB0、1、2) のスペクトルと平均スペクトルとの比。

### 5.3.2 スペクトル解析

#### 連続成分の Cyg X-2 との比較

GX 17+2 のスペクトル解析も、Cyg X-2 と同様の手法で行った。ただし、GX 17+2 のスペクトル解析で XIS の BI 検出器 (XIS1) は使用していない。これは、XIS1 の観測モードが normal window (window mode 無し) で 2 秒 burst option のために XIS-FI 検出器に比べてパイルアップが激しく、また GX 17+2 の星間吸収が比較的大きい ( $N_{\text{H}} \sim 3 \times 10^{22} \text{ cm}^2$ ) ために、1 keV 以下の低エネルギー側の放射が吸収されてしまい、低エネルギー側で感度が高い BI 検出器の特徴を活かせないからである。スペクトル解析では、Cyg X-2 の連続成分を再現するために最終的に使った Model

B[constant\*phabs\*(diskbb+copmptt)] を使用した。結果を図 5.17 左に示す。Cyg X-2 では Model B で大まかに連続成分を再現することができていたが、GX 17+2 のスペクトルには NB1 と NB2 で  $\sim 30$  keV 以上の放射を再現することができていない。このような高エネルギー側までのびる放射は過去の観測でも見付かっており、べき型の放射をしている (Di Salvo et al. 2000, Farinelli et al. 2005)。この放射は、これまでに逆コンプトン散乱する電子は熱的な分布のみをしていると仮定していたが、非熱的な成分も存在する可能性も示唆する。そこで、熱的な電子温度を仮定する comptt モデルでは再現することができない放射は Model B の高エネルギー側にべき型の放射を加えて再現する。このとき、最も強く高エネルギー側まで放射が検出されている NB1 のスペクトル放射のべきを  $\sim 2.6$  と求め、他のスペクトルでは NB1 で求めたこの値 2.6 に固定した [Model C; constant\*phabs\*(diskbb+comptt+power-law)]。そのときの結果を図 5.17 右に示す。べき型の放射をモデルに加えることで、高エネルギー側の放射を再現することができている。Model C での結果を表 5.8 にまとめた。

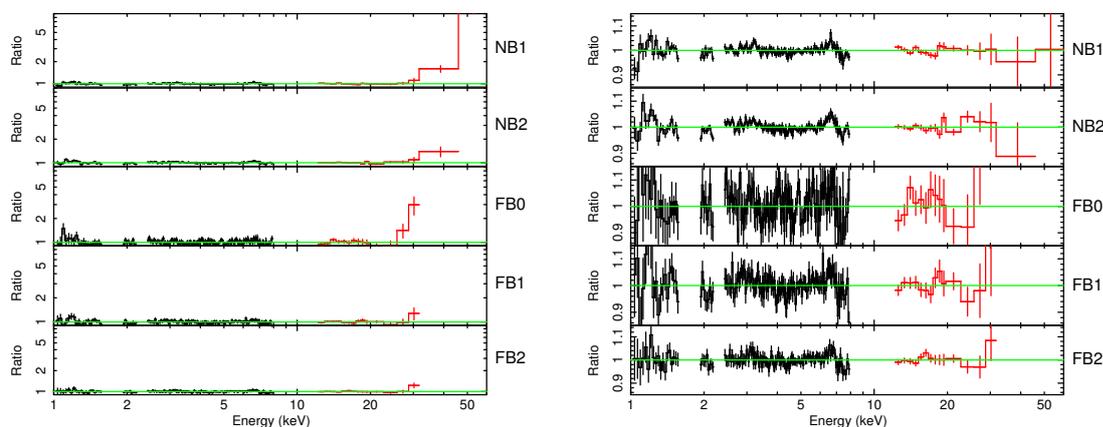


図 5.17: Model B でスペクトルを再現したとき (左) と Model C でスペクトルを再現したとき (右) の結果。どちらも上から、NB1, NB2, FB0, FB1, FB2 のスペクトルでのデータとモデルの比を表している。

Model C で各 branch のスペクトルを再現したところ、NB では Cyg X-2 とほぼ同程度の値が求まっているのに対し、FB では (とくに FB2 において)  $T_{in}$  が下がり  $R_{in}$  が大きくなった Cyg X-2 とは変動の方向が逆である。とくに FB2 で求めた降着円盤の最内縁半径  $R_{in}$  が 6.3 km は NB1 で求めた NS の半径  $R_w \sim 20$  km よりも小さい値となっており、このようなことは物理的にありえない。このことから、GX 17+2 のスペクトルには Cyg X-2 で支配的だった 2 成分では再現できない放射成分が含まれており、そのために Model C では間違った物理量を得てしまった可能性が高い。GX 17+2 のスペクトルにどのような放射成分が含まれているかを調べるため、各 branch ごとにスペクトルの差分を調べた。図 5.16 から、各 branch では、以下のよ

表 5.8: Model C でスペクトルを再現したときのパラメータ

branch	NB1	NB2	FB0	FB1	FB2
$N_H$ ( $\times 10^{22}$ ) $\text{cm}^{-2}$	$2.90^{+0.06}_{-0.04}$	$2.93^{+0.04}_{-0.03}$	$2.79^{+0.19}_{-0.14}$	$3.00 \pm 0.09$	$2.65^{+0.23}_{-0.21}$
diskbb モデル					
$T_{\text{in}}$ (keV)	$0.83^{+0.16}_{-0.04}$	$1.03^{+0.09}_{-0.23}$	$1.17^{+1.22}_{-0.58}$	$1.28^{+0.77}_{-0.53}$	$2.52^{+0.88}_{-1.75}$
$R_{\text{in}}$ (km) <sup>a</sup>	$22.6^{+10.1}_{-1.4}$	$17.2^{+7.5}_{-3.2}$	$13.6^{+11.5}_{-6.4}$	$14.3^{+23.6}_{-3.4}$	$6.3^{+0.9}_{-0.8}$
comptt モデル					
$kT_0$ (keV)	$0.93^{+0.06}_{-0.01}$	$1.09^{+0.04}_{-0.05}$	$1.03^{+0.92}_{-0.35}$	$1.37^{+0.26}_{-0.97}$	$0.75^{+0.07}_{-0.05}$
$kT_e$ (keV)	$2.81^{+0.17}_{-0.02}$	$2.80^{+0.09}_{-0.05}$	$2.41^{+0.78}_{-0.20}$	$2.64^{+0.32}_{-0.16}$	$2.75^{+0.24}_{-0.12}$
$\tau$	$11.8^{+0.2}_{-0.4}$	$11.3^{+0.4}_{-0.8}$	$15.2^{+9.3}_{-5.1}$	$13.5^{+9.9}_{-2.1}$	$17.3^{+3.0}_{-3.7}$
$R_w$ (km)	$19.1^{+1.7}_{-3.7}$	$12.5^{+2.5}_{-1.9}$	$12.6^{+17.7}_{-12.6}$	$8.9^{+15.5}_{-0.7}$	$21.6^{+14.4}_{-14.7}$
power-law モデル					
$\Gamma$ <sup>b</sup>	$2.6^{+0.5}_{-1.3}$	2.6 (fixed)	2.6 (fixed)	2.6 (fixed)	2.6 (fixed)
norm <sup>c</sup>	$0.40^{+0.66}_{-0.21}$	$0.27^{+0.05}_{-0.10}$	< 1.43	< 1.36	$0.87^{+0.56}_{-0.58}$
$\chi^2/\text{d.o.f}$	203/163	282/163	182/161	177/162	156/162

<sup>a</sup> inclination angle =  $45^\circ$  を仮定 <sup>b</sup> power-law のべき <sup>c</sup> power-law の flux (photons/s/keV/cm<sup>2</sup> at 1 keV)

うな変動がみられる。

- NB1 から NB2 への遷移で高エネルギー側の放射が減少
- NB2 から FB0 への遷移で 4 keV~20 keV のエネルギー帯域で増加
- FB では、FB の先へ遷移するに従って高エネルギー側の放射が増加

ここで、図 5.18 に示すように、FB0 と NB2、FB1 と FB0、FB2 と FB1 の計 3 種類のスペクトルの差分を調べた。それぞれの差分スペクトルは全て、bb モデルでほぼ再現することができた。このとき、星間吸収の値は Model C で得た値である 3 ( $\times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ ) に固定してある。得られた結果を表 5.9 に示す。3 つの差分スペクトルはそれぞれ異なった温度の bb モデルで再現された。しかし、FB1 と FB0 の差分スペクトルの結果のみ  $\chi^2$  の値が他の差分スペクトルに比べて悪い。そこで、このスペクトルのみ 2 温度の bb モデルで再現した。その結果、得られた温度はそれぞれ  $\sim 1.8 \text{ keV}$  と  $\sim 2.7 \text{ keV}$  となった ( $\chi^2/\text{d.o.f} = 80/68$ )。これらの温度は FB0-NB2 と FB2-FB1 で観測された  $T_{\text{bb}}$  とよく一致している。このことから、NB2 から FB0 への状態遷移で温度  $\sim 1.9 \text{ keV}$  の放射が増加し、FB1 から FB2 への状態遷移では温度  $\sim 2.8 \text{ keV}$  の黒体放射が増加している。また、FB0 から FB1 への状態遷移では、両者の黒体放射が増加していると考えられる。

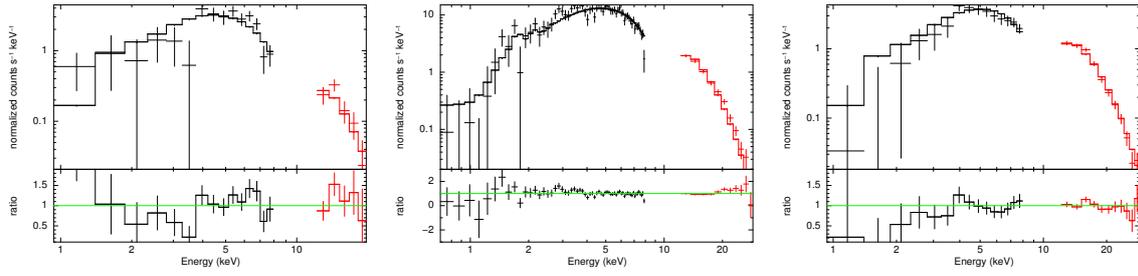


図 5.18: 各 branch の差分スペクトルを bb モデルで再現した結果。左から、FB0-NB2、FB1-FB0、FB2-FB1 の差分スペクトル。

表 5.9: 差分スペクトルを bb モデルで再現したときの物理量

差分	FB0 - NB2	FB1 - FB0	FB2 - FB1
$kT_{\text{bb}}$ (keV)	$1.93^{+0.10}_{-0.12}$	$2.26^{+0.03}_{-0.06}$	$2.85^{+0.10}_{-0.05}$
$\chi^2/\text{d.o.f}$	87/70	102/70	59/70

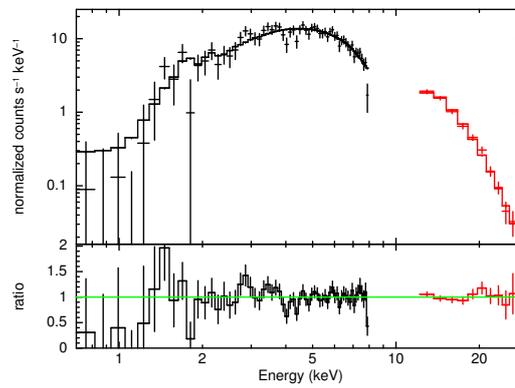


図 5.19: FB1-FB0 を 2 温度の bb モデルで再現したときのスペクトル。

上の差分スペクトルの解析から、FBにおける高エネルギー帯域の変動は2成分の黒体放射の増加によって引き起こされることがわかった。これらの黒体放射の温度は一般的なNS表面からの放射と同等の値になっている。そこで、GX 17+2においてNSからの黒体放射の温度を調べるため、1st観測中にみられたX線バースト中のスペクトルを解析した。Type IバーストはNS表面での核反応が原因で起こり、バースト中のスペクトルは黒体放射で再現され、その温度はNS表面の温度を反映している。したがって、Type Iバースト中のスペクトルを解析することで、NS表面の温度を調べることができる。Type Iバーストのみの放射成分を調べるため、バーストの立上り直前の時間帯と、バーストが起きた瞬間のスペクトルをそれぞれ128秒ずつの積分時間で作成し、バースト中のスペクトルから直前の時間帯のスペクトルを差し引いた。図5.20に示すように、このスペクトルは温度 $\sim 2.8$  keVのbbモデルのみで再現することができたため、GX 17+2において、NS表面からの放射の温度は $\sim 2.8$  keVと考えられる。FB2とFB1の差分スペクトルのbb放射やFB1-FB0のスペクトルにおける高温放射は、温度が $\sim 2.8$  keVであることから、NS表面からの放射である可能性が高い。また、FB0とNB2の差分スペクトルやFB1-FB0の低温放射からは、降着円盤やNS表面の放射とは温度の異なる放射( $kT_{bb} \sim 1.9$  keV)が見られており、中間のエネルギー帯域において、単純な降着円盤とNS表面からの放射とは異なる第3の放射成分が存在していると考えられる。したがって、次にこれら3成分の放射を考慮したモデリングを行い、スペクトルを再現する。

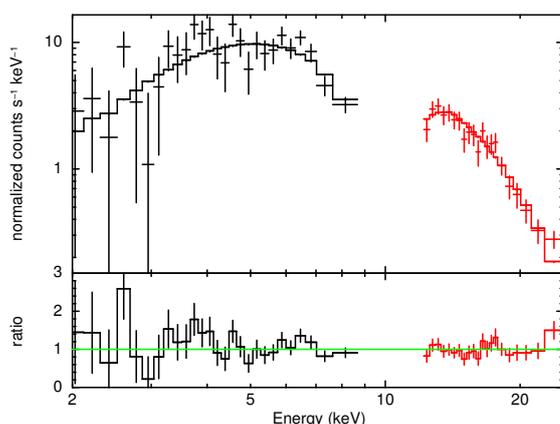


図 5.20: Type Iバースト直後と直前の差分スペクトルをbbモデルで再現したときのスペクトルとモデル。

### 5.3.3 連続成分の放射を3成分にしたモデル

各 branch の差分スペクトルと X 線バースト中のスペクトル解析から、降着円盤と NS からの放射の 2 成分以外に、FB では中間エネルギー帯域で寄与が大きな放射成分の存在が示唆された。Model C でスペクトルを再現した際に、得られる物理量に問題があったのはこの放射を正確に考慮することができていなかったためと考えられる。そこで、降着円盤の最内縁半径が 10 km 以下と NS の半径よりも小さくなっていた FB2 のスペクトルで、Model C にさらに `comptt` モデルを加えてスペクトルを再現した [Model D; `constant*phabs(diskbb+middle-comptt+high-comptt)`]。middle-comptt が差分スペクトルにおいて  $kT_{bb} \sim 1.9$  keV として再現された放射を、high-comptt が NS 表面からの放射  $\sim 2.8$  keV をモデル化している。その結果、スペクトルを図 5.21 のように再現することができた。低エネルギー側に降着円盤からの放射、中間エネルギー帯域と高エネルギー帯域に `comptt` モデルからの放射成分が寄与している。このとき、降着円盤の最内縁半径は  $\sim 16$  km となり、物理的に妥当な値を得た。したがって、GX 17+2 の連続成分スペクトルには Cyg X-2 とは違い、3 成分の放射が存在していると考えられる。連続成分を再現することができたので、次に輝線構造について調べる。図 5.21 からわかるように FB2 のスペクトルにも、Cyg X-2 と同様に  $\sim 6.6$  keV に輝線構造がみられる。また、NB2 のスペクトルも統計良いため、連続成分だけでスペクトルを再現すると  $\sim 6.6$  keV に輝線構造が残る。

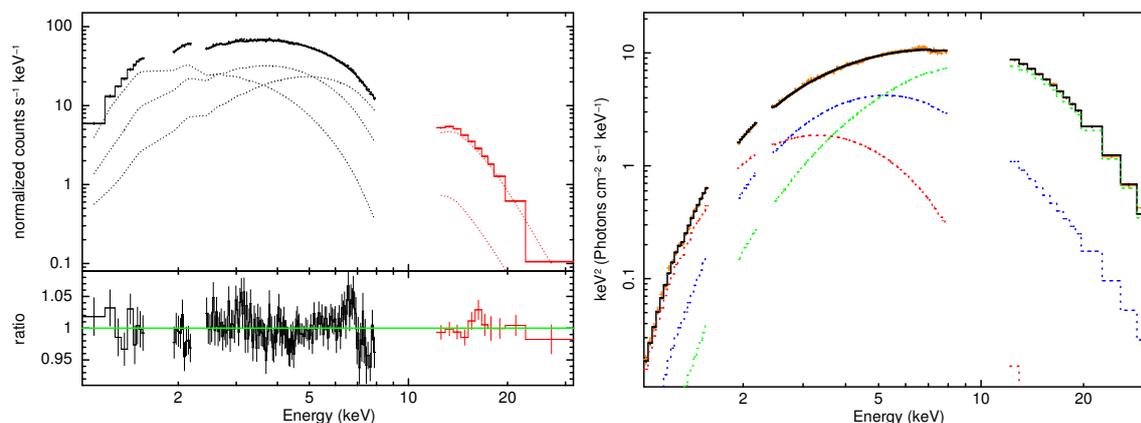


図 5.21: Model D による FB2 のスペクトルフィットの結果 (左) とそのときのモデルスペクトル (右)。赤が `diskbb` モデル、青と緑が `comptt` モデルを表している。

これらのスペクトルにおける輝線構造は、Model D に Gaussian モデルを加えることで解析した。2 つのスペクトルともに、輝線エネルギーが  $6.59^{+0.08}_{-0.45}$  keV と求まり、 $\sigma$  も NB2 で  $296^{+41}_{-74}$  eV、FB2 で  $241^{+178}_{-121}$  eV と一致した。よって NB2 と FB2 の両スペクトルで同種の輝線と考えられる。中心エネルギーから高電離した Fe XXV、もしくはそれ以下の電離度の輝線の重ね合わせと考えられる。GX 17+2 の FB2 は CCDs

上で、Cyg X-2 の FB や Dip に対応しており、§5.2.2 で解析したように Cyg X-2 の Dip のスペクトル中には輝線に加えて吸収線がみられた。そこで、GX 17+2 でも吸収線が検出されている可能性を考慮した。しかしながら、表 5.10 のように GX 17+2 では NB2 でも FB2 でも、吸収線については有意な検出はされず、上限値しか求まらなかった。以上の結果をうけ、GX 17+2 の全ての branch のスペクトルを Model D + Fe-Gaussian のモデルで再現した。このとき、輝線のエネルギーは NB2 と FB2 のスペクトルから得られた 6.6 keV に固定してある。

表 5.10: GX 17+2 のスペクトルに吸収線を加えたときの結果

branch	NB2	FB2	Cyg X-2 - Dip
$E$ (keV)	7.2 (fixed)	7.2 (fixed)	$7.218_{-0.050}^{+0.045}$
$\sigma$ (eV)	< 120	< 120	$55_{-55}^{+71}$
norm <sup>a</sup>	< -0.10	< -0.37	$-0.23_{-0.37}^{+0.12}$
輝線との強度比	< 0.15	< 0.37	$0.20_{-0.15}^{+0.49}$

<sup>a</sup>  $10^{-2}$  photons/s/cm<sup>2</sup>

結果を図 5.22 に示したように、3 成分の放射を考慮することで低エネルギー側から高エネルギー側まで、スペクトルを再現することができた。このときに得られた物理量を表 5.11 に示す。降着円盤の温度  $T_{\text{in}}$  は全ての branch で  $\sim 1$  keV とほぼ一定の値となり、最内縁半径も  $\sim 15$  km と求まった。このことから、diskbb 放射が降着円盤からの放射と考えて物理的に矛盾しない。また、NS 表面からの放射である high-comptt モデルからは、種光子の黒体放射の温度が NB から FB への遷移で増加している。このため、放射のエネルギーピークは、NB で温度  $\sim 2.2$  keV の黒体放射と同程度、FB では 2.2 から 2.6 keV の黒体放射と同程度と上昇していき、NS 表面の温度が高くなっていっていると考えられる。第 3 の放射成分として中間エネルギー帯域に加えた middle-comptt モデルは、種光子の温度は約 1.1 keV であり、どの branch においても diskbb と high-comptt の間に存在している。プラズマの光学的厚さは NB から FB への状態遷移で大きくなっている。これにより、NB では middle-comptt 放射のピークエネルギーは、diskbb の最内縁温度  $T_{\text{in}}$  に対応した黒体放射  $kT_{\text{bb}} \sim 1.1$  keV に近かったものが、FB では  $kT_{\text{bb}}$  が 1.4(FB2)–1.8(FB0, FB1) keV の黒体放射と同程度まで上昇し、diskbb の  $T_{\text{in}}$  よりも高くなっている。また、放射半径が high-comptt よりも大きく、かつ典型的な NS の半径である 10 km 以上になっているところから、NS 表面よりも大きな領域 (外側) からの放射である可能性が高い。鉄輝線はいずれの branch でも同程度の輝線幅を持っており、同様の放射領域から放射されていると考えられる。

GX 17+2 でも Cyg X-2 と同様に光度と光度比の変化を調べた。図 5.23 に結果を

示す。天体の全光度は NB1 から FB2 で増加しており、質量降着率の増加と共に光度が増加していると考えられる。また、降着円盤の光度の同様の振舞を見せている。NS 表面からの放射を想定している high-comptt モデルの光度は NB2 から FB0 への状態遷移で光度が  $\sim 0.2$  倍になっているが、FB 中の遷移で再び光度は増加し、 $\sim 6$  倍の変動を見せている。mid-comptt モデルの光度は NB から FB へ遷移すると 2 倍の増加をみせている。

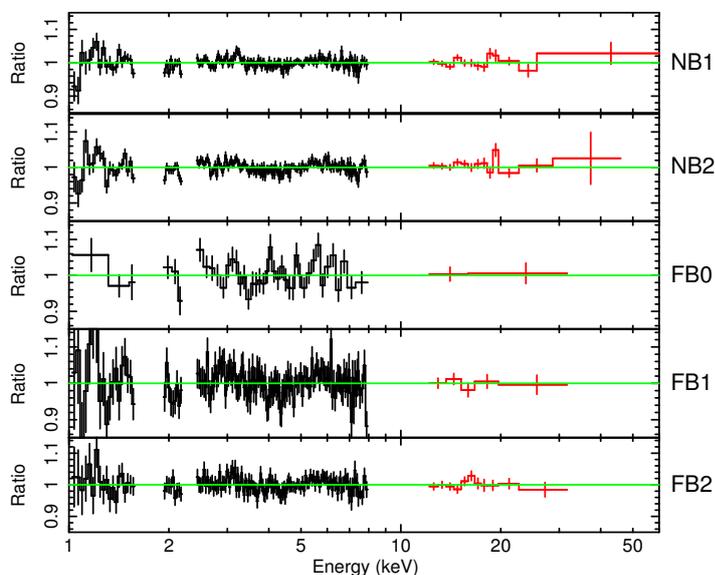


図 5.22: 全 branch のスペクトルを輝線まで含めて Model D で再現したときの結果。

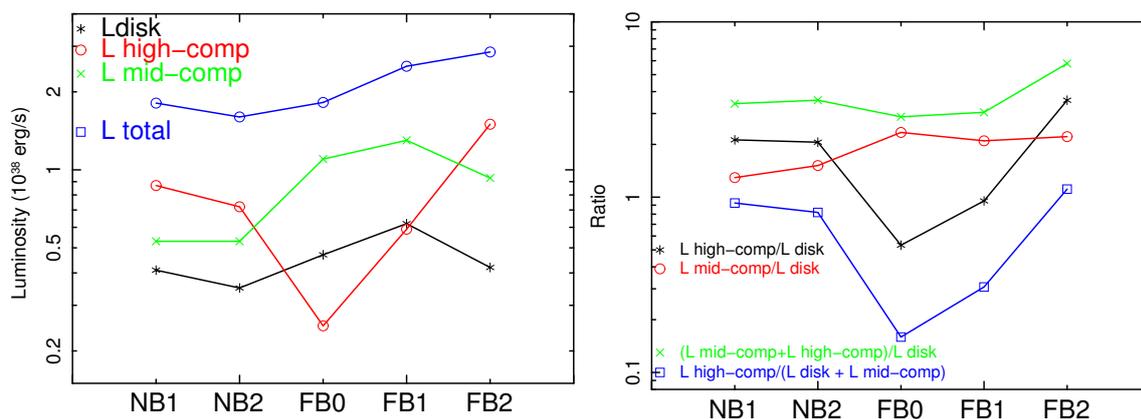


図 5.23: 全 branch の放射成分の光度変化と光度比。

表 5.11: Model D でスペクトルを再現したときのパラメータ

branch	NB1	NB2	FB0	FB1	FB2
$N_H$ ( $\times 10^{22}$ ) $\text{cm}^{-2}$	$2.90^{+0.02}_{-0.07}$	$2.84^{+0.05}_{-0.08}$	$2.76^{+0.11}_{-0.22}$	$2.96^{+0.09}_{-0.27}$	$2.82^{+0.11}_{-0.12}$
<b>diskbb モデル</b>					
$T_{\text{in}}$ (keV)	$1.01^{+0.46}_{-0.42}$	$0.97^{+0.26}_{-0.39}$	$1.17^{+0.28}_{-0.61}$	$1.19^{+0.41}_{-0.02}$	$1.07^{+0.52}_{-0.37}$
$R_{\text{in}}$ (km)	$17.5^{+4.1}_{-0.5}$	$17.4^{+6.1}_{-0.18}$	$13.9^{+5.7}_{-5.1}$	$15.5^{+10.3}_{-0.6}$	$15.7^{+14.8}_{-6.0}$
<b>middle-comptt モデル</b>					
$kT_0$ (keV)	$1.11^{+0.01}_{-0.43}$	$1.09^{+0.07}_{-0.02}$	$1.09^{+2.27}_{-0.28}$	$1.28^{+0.11}_{-0.24}$	$1.14^{+0.81}_{-0.16}$
$kT_e$ (keV)	$3.26^{+0.57}_{-0.12}$	$3.40^{+0.30}_{-0.03}$	$2.93^{+0.01}_{-1.31}$	$3.18^{+0.84}_{-0.05}$	$3.90^{+6.67}_{-1.00}$
$\tau$	$1.12^{+4.91}_{-1.11}$	$0.01^{+12.4}_{-0.01}$	$9.94^{+1.10}_{-1.96}$	$9.16^{+8.87}_{-0.38}$	$3.97^{+5.29}_{-3.96}$
$R_w$ (km)	$16.0^{+27.2}_{-5.0}$	$16.8^{+0.6}_{-10.5}$	$13.1^{+19.8}_{-11.8}$	$11.0^{+25.7}_{-2.6}$	$16.9^{+10.6}_{-14.4}$
<b>high-comptt モデル</b>					
$kT_0$ (keV)	$1.76^{+0.36}_{-0.27}$	$1.83^{+0.24}_{-0.38}$	$2.13^{+0.72}_{-2.13}$	$2.26^{+0.41}_{-1.76}$	$2.31^{+0.18}_{-0.12}$
$\tau$	$8.96^{+1.21}_{-3.12}$	$7.79^{+2.56}_{-1.03}$	$3.36^{+16.44}_{-3.35}$	$3.77^{+10.00}_{-2.34}$	$5.18^{+2.33}_{-5.17}$
$R_w$ (km)	$4.7^{+3.8}_{-1.9}$	$4.31^{+3.1}_{-1.6}$	$>0.5$	$3.54^{+78.9}_{-2.7}$	$4.68^{+2.3}_{-2.4}$
<b>Gaussian モデル</b>					
$\sigma$ (eV)	$293^{+82}_{-101}$	$296^{+41}_{-74}$	$288^{+139}_{-122}$	$238^{+331}_{-122}$	$241^{+178}_{-81}$
norm <sup>a</sup>	$5.28^{+1.68}_{-1.47}$	$6.01^{+1.55}_{-1.40}$	$12.20^{+7.10}_{-5.23}$	$11.10^{+9.10}_{-5.33}$	$9.79^{+5.23}_{-3.30}$
EW (eV)	$36^{+25}_{-31}$	$48^{+70}_{-41}$	$79^{+\infty}_{-72}$	$48^{+\infty}_{-38}$	$40^{+690}_{-27}$
$\chi^2/\text{d.o.f}$	164/160	192/159	177/158	160/158	132/158

<sup>a</sup> $10^{-3}$  photons/s/cm<sup>2</sup>

## 第6章 Ser X-1の解析

これまでの章では、Cyg X-2とGX 17+2の観測データからNS-LMXBの状態遷移について調べてきた。連続成分の解析では「すぎく」の特徴である広帯域なスペクトルと高エネルギー分解能を利用して、降着円盤周辺の振舞やCyg X-2の輝線・吸収線構造などを調べることができた。このセクションではSer X-1を解析する。Ser X-1はNS-LMXBの中でも連続成分に対して鉄輝線がとくに強く観測される天体のひとつである。Ser X-1の鉄輝線構造を調べ、Cyg X-2とGX 17+2の解析から得た状態遷移の情報と併せて考察することで、NS-LMXBのより詳細な統一的描像の構築を目指す。

### 6.1 連続成分の放射

Ser X-1は今回の「すぎく」の観測中には有意な時間変動を示しておらず、1つの状態に留まっていたと考えられる。このとき、光度は0.5–50 keVで $9.7 \times 10^{37}$  erg/sであり、典型的なAtoll天体のupper banana状態にあると考えられる。したがってSer X-1の解析は、Cyg X-2やGX 17+2で行ったようなスペクトルの分割は行わず、観測の全ての時間を積分したスペクトルを用いて行う。まず、スペクトルの連続成分をCyg X-2とGX 17+2の解析と同様に降着円盤からの放射(diskbb)とNS表面からの放射(comptt)モデルで再現した。図6.1がそのときのスペクトルとモデルである( $\chi^2/\text{d.o.f} = 586/163$ )。強い鉄輝線が見えている $\sim 6$  keVのエネルギー帯域を除いて、連続成分をほぼ再現できている。このとき、diskbbの温度と半径はSer X-1のinclination angleを $30^\circ$ と仮定するとそれぞれ、 $\sim 1$  keVと15 kmという値になった。またcompttモデルからは、 $kT_0 \sim 1.6$  keV、 $kT_e \sim 3.2$  keV、 $\tau \sim 3.2$ 、種光子の放射領域が $\sim 4.7$  kmという結果になった。これらの物理量はCyg X-2のNBのスペクトルと同程度の値であり、降着円盤からの放射とNS表面からの放射と物理的に解釈できる。

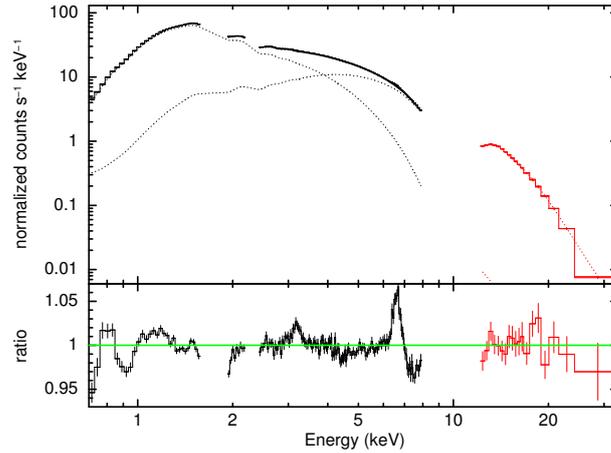


図 6.1: diskbb モデルと comptt モデルによるスペクトルの再現結果。

## 6.2 輝線構造の解析

### 6.2.1 鉄輝線のエネルギー帯域での Crab 比

図 6.1 を見ると、連続成分のみでスペクトルを再現した際に、鉄輝線のエネルギー帯域での残差は単純な Gaussian の形状ではなく、6 keV よりも低エネルギー側に裾をひく構造や高エネルギー側 ( $\sim 7.1$  keV) に窪みのような構造がみられた。そこで、鉄輝線周辺のスペクトル構造を調べるために、まず Crab 比から検出器レスポンスのキャリブレーションの不定性を含まない解析を行う。図 6.2 に示すように作成した Crab 比から、 $\sim 6.6$  keV には有意な輝線構造があることがわかる。さらに  $\sim 5\%$  ほどの窪みが  $\sim 7.1$  keV にあることも分かった。この窪みは、エネルギーから考えて鉄の吸収端もしくは、吸収線と考えられる。一般に鉄の吸収端は、星間吸収が原因で生じることが多い。今回の場合、Ser X-1 と Crab の星間吸収はそれぞれ  $\sim 6$  と  $\sim 4.5$  ( $\times 10^{21}$  cm $^2$ ) と Ser X-1 の方が大きい。しかし、吸収量の絶対値がとても小さいため、両者の星間吸収の違いから予想されるスペクトル比の窪みは、Fe の吸収端では  $\lesssim 0.1\%$  しかなく、Crab 比で確認されたような  $\sim 5\%$  もの窪みを再現することはできない。他の可能性として、鉄の元素組成比 (アバundance) が Ser X-1 の方向で大きいとすると、必要な鉄のアバundanceは 7–15 Solar にもなり現実的には考えにくい値になる。したがって、7.1 keV に見える構造は星間吸収が原因ではなく、天体自身に起因していると考えられる。

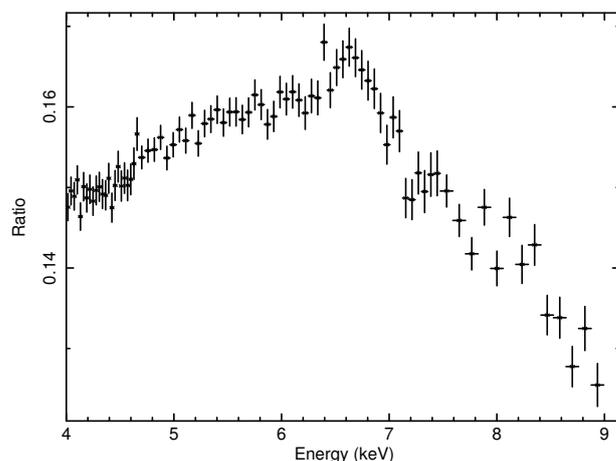


図 6.2: Ser X-1 の Crab 比

## 6.2.2 従来の解析方法による鉄輝線の再現

従来の解析方法にならい (Cacket et al. 2008 など)、 $\sim 6$  keV 周辺のエネルギー帯域にみられる輝線構造を、まず単純な Gaussian モデルで再現したところ、図 6.3 左に示すように、中心エネルギー  $6.596 \pm 0.025$  keV、 $\sigma = 220_{-23}^{+35}$  eV、等価幅  $EW = 43 \pm 9$  eV の幅の広い輝線で再現された ( $\chi^2/\text{d.o.f} = 239/160$ )。中心のエネルギーから、電離した鉄からの輝線と考えられる。Gaussian モデルによって、連続成分のみのモデルで見られたような鋭いピークを持った構造は再現することができたが、4–6 keV の帯域にかけて裾をひくような構造が残った。中性 Fe による  $K\alpha$  輝線の 6.4 keV よりも低エネルギー側の構造は § 2.3.4 で述べたようなドップラー効果や重力赤方偏移など相対論的效果の影響をうけた輝線が原因の可能性もある。そこで、Gaussian モデルに変えて、diskline モデルで輝線構造の再現を試みた。結果、図 6.3 右に示すように、単純な Gaussian モデルよりもよくデータを再現することができた ( $\chi^2/\text{d.o.f} = 219/157$ )。diskline モデルでも中心エネルギーは  $6.574_{-0.026}^{+0.027}$  keV となり、Gaussian モデルで再現したときとエラーの範囲で一致した。また、このときの  $R_{\text{in}}$  ( $GM/c^2$ ) が 11、 $R_{\text{out}}$  が 11000 となった。 $R_{\text{in}}$  が小さい領域でのドップラー効果と重力による赤方偏移により、輝線が幅を持つとともに 5 keV 以下まで伸びた形となっている。 $R_{\text{out}}$  が大きいため、こうした領域では輝線構造は変形を受けず、放射された  $\sim 6.6$  keV がそのままモデルに反映されている。こうして、4–6 keV の裾の構造と 6.6 keV の狭い輝線構造が両方とも diskline モデルで再現されている。しかし、単純な Gaussian モデルや diskline モデルのいずれのモデルを使用して輝線構造を再現しても、Crab 比でみられた  $\sim 7.1$  keV 窪みはモデルには取り込まれていない。この際、XIS と PIN の間のキャリブレーションの不定性を補正するための flux 比 (§ 4.3) が下限値となっ

ていたことから、7.1 keV での 5% の窪みを XIS 全体のモデル flux を減少させることで見かけ上再現してしまっている可能性がある。つまり、従来の解析方法でスペクトルを再現すると、吸収端や窪みの構造を無視してもスペクトルを再現することができてしまうが、得られた物理量は不完全なモデリングに基づいた結果であり、7.1 keV の構造を再現するより詳細な解析が必要と考えられる。以下では考えられる物理量として 7.1 keV の構造が天体自身での吸収線もしくは吸収端だった場合を考察する。

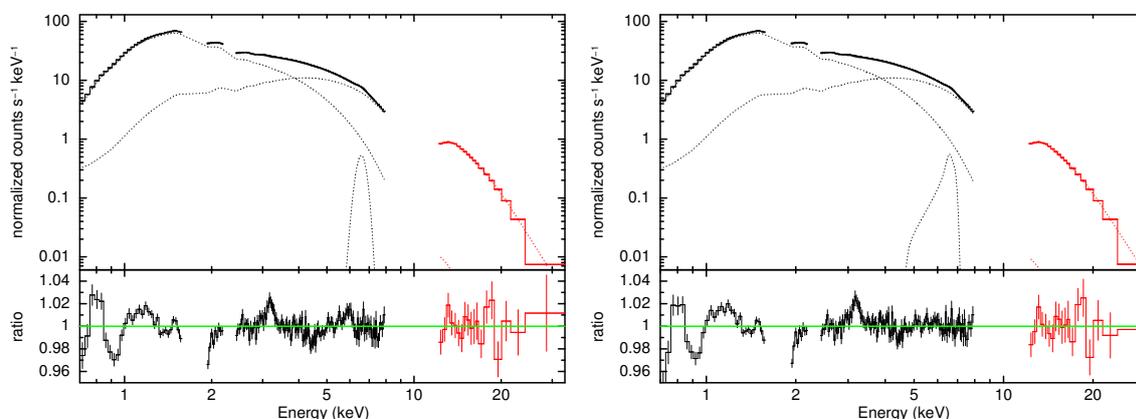


図 6.3: Gaussian モデル (左) と diskline モデル (右) による輝線構造の再現結果。

### 6.2.3 7.1 keV の窪みが吸収線による可能性

Crab 比でみられた 7.1 keV の窪みが吸収線である可能性を考える。ただし、静止エネルギーで 7.1 keV というエネルギー帯域に輝線を放射する元素は存在しないため、7.1 keV の構造が吸収線であるならば Cyg X-2 の結果と同様に電離した鉄からの 6.7 keV (Fe XXV) や 6.9 keV (Fe XXVI) の吸収線が blueshift したものと考えられる。Ser X-1 は天体を見込む角度 (inclination angle) が  $45^\circ$  以下と見積もられている (Hynes et al. 2004)。輝線エネルギーが blueshift するために、電離した Fe 原子を含んだ物質が我々の視線方向に飛び出している (アウトフローしている) 状況が想定されるが、inclination が  $45^\circ$  以下 (face-on) の天体では遠ざかる物質は降着円盤によって視線方向を遮られ、近付いてくる物質しか観測することができない。したがって、もし降着円盤の上方へアウトフローする物質があったとしても、それらは吸収線に加え輝線構造も blueshift して観測されることとなる。しかし、Gaussian モデルでスペクトルを再現した場合の残差や Crab 比からわかるように、Fe XXV や Fe XXVI の  $K\alpha$  線が blueshift した輝線は検出されていない。以上のことから、今回の Ser X-1 のデータからは 7.1 keV の構造は blueshift した吸収線とは物理的に考えにくい。

## 6.2.4 NS表面からの放射がdiskで反射することを考慮したモデル

NS表面からの放射が降着円盤の表面にあたると、一部は吸収されずに反射して再放射されてくる。こうした反射成分は降着円盤に吸収されなかった放射であるため、その放射スペクトルには鉄の吸収端が強く見え、Crab比でみられたような7.1 keVの構造を吸収端として説明できる可能性がある。Crab比から求めた窪み構造のエネルギーは $\sim 7.1$  keVであり、中性に近いFeの吸収端に近い。そのため、仮に、反射成分によってこの構造ができていいるのであれば、反射物質には中性に近い鉄が含まれている必要がある。そこで、最初に使用した連続成分のモデルに中性の物質による反射を考慮した§5.2.1のreflectモデルを使用した。ここで、NS表面からの放射が降着円盤やその周囲の物質で反射されることを想定し、compttモデルの放射のみが反射されるモデリングを行った。反射成分のスペクトルの形態は $\cos i > 0.45$ ではほとんど変化がないので( $i$ は天体を見込む角、inclination)、今回は $\cos i = 0.45$ に固定した。また、reflectモデルによる吸収端によりCrab比上でみられた $\sim 5\%$ の窪みを再現するためには反射成分の寄与を表す $R = \Omega/2\pi$ が0.79という値を必要とするため( $\Omega$ は光源が反射体を見込む立体角)、スペクトル解析の際には $R$ を0.79に固定している。中性の物質による反射が起こる状況では、同時に吸収された放射の一部が中性の鉄からの輝線となって放射される。したがって、モデルにはreflectによる反射成分の他に中性の鉄からの輝線(中心エネルギー6.4 keVに固定)を考慮している。このreflect + 6.4 keV輝線モデルを、以下ではreflモデルとよぶ。このreflモデルだけでは6.6 keVに輝線を放射する成分が存在しないため、図6.4左と表6.1のように、スペクトルの $\sim 6.6$  keVの帯域で強い輝線構造を再現することができていない。これは、中性の鉄からの輝線の他に電離した鉄からの輝線が放射されているためと考えられる。そこで、この6.6 keVの輝線を再現するために、reflモデルにさらにGaussianモデルを加えた結果が図6.4中である。 $\sim 6.6$  keVにGaussianモデルを加えることで、輝線構造を再現することができている。さらに、反射成分のスペクトルが4–7 keVに出張った構造であるため、単純なGaussianモデルではうまくさいげんできていなかった4–6 keVの帯域も残差なくデータを現すことができている。このとき、XISとPINのflux比は§4.3で予想した値と $\sim 1\%$ の精度で一致しており、reflモデルはデータとよく一致していると考えられる。

6.6 keVのエネルギーをもつ鉄輝線は電離しており、中性の鉄輝線よりも中心に近い所から放射されていると考えられる。そこで、電離した鉄輝線が一般相対論的影響を受けている可能性を考慮し、reflモデルとdisklineモデルによる再現も行った。図6.4と6.1あるように、輝線のエネルギーとfluxは、Gaussianモデルと同じ値となり、 $R_{in}$ の値が $\sim 200$ と非常に大きな値となっている。これは、上で述べたようにreflモデルのみで4–6 keVの構造がよく再現されており、disklineモデルにおいて $R_{in}$ を小さくし、重力赤方偏移によって4–6 keVをさらに再現する必要がないため

と考えられる。 $R_{\text{in}}$  が大きいいため、diskline モデルの輝線幅は Gaussian モデルで再現した際に求まった狭い輝線幅  $\sim 90$  eV と矛盾しない。以上の結果、Ser X-1 の 4–7 keV の輝線と 7.1 keV の吸収端の両方を含め、円盤による反射成分と幅の狭い鉄輝線として解釈するのが物理的にもっとも適当と考えられる。

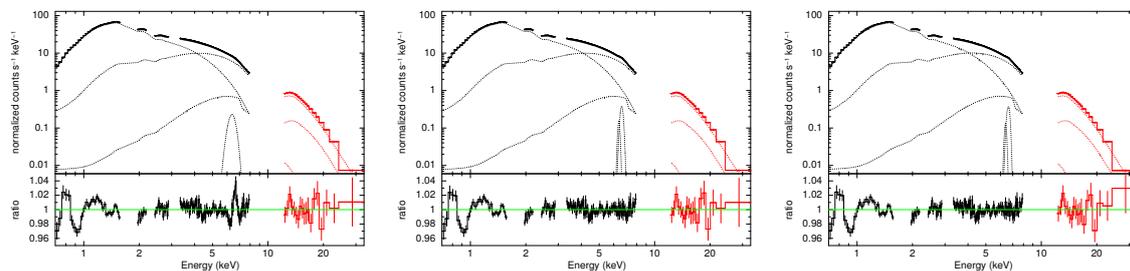


図 6.4: (左)refl モデルのみ (中) refl + Gaussian モデル (右) refl + diskline モデルによる Ser X-1 のスペクトルフィットの結果。

表 6.1: 反射成分を用いてスペクトルを再現したときの輝線のパラメータ

モデル	refl モデルのみ *	refl + Gaussian	refl + diskline
neutral line			
$E_{\text{neu}}$ (keV)	6.4 (fixed)	6.4 (fixed)	6.4 (fixed)
$\sigma_{\text{neu}}$ (eV)	$273^{+60}_{-64}$	0 (fixed)	0 (fixed)
norm <sub>neu</sub> <sup>a</sup>	$1.27^{+0.46}_{-0.26}$	$0.25^{+0.14}_{-0.21}$	< 0.41
ionized line			
$E_{\text{ion}}$ (keV)	–	$6.632^{+0.027}_{-0.026}$	$6.640^{+0.141}_{-0.062}$
$\sigma_{\text{ion}}$ (eV)	–	$86^{+27}_{-25}$	–
norm <sub>ion</sub> <sup>a</sup>	–	$0.98^{+0.29}_{-0.20}$	$0.97^{+0.70}_{-0.15}$
$\beta$	–	–	$-1.08^{+21.08}_{-2.55}$
$R_{\text{in}}$ ( $GM/c^2$ )	–	–	$193^{+\infty}_{-187}$
$R_{\text{out}}$ ( $GM/c^2$ )	–	–	$1237^{+\infty}_{-747}$
$\chi^2/\text{d.o.f}$	299/161	227/159	228/156

\* refl モデルは中性物質による反射成分と、そこからの輝線の組合せ

<sup>a</sup> line flux ( $10^{-3}$  photons/s/cm<sup>2</sup>)

## 第7章 考察

本研究では、NS-LMXBである Cyg X-2、GX 17+2、Ser X-1 を X線解析し、以下に示すような解析結果を得た。

### Cyg X-2

1. (result Cyg 1) Cyg X-2のスペクトルはNBでは降着円盤 (diskbb) とNS表面からの放射 (comptt) でよく再現できた。それぞれの放射成分の温度は降着円盤が  $T_{\text{in}} \sim 1$  keV でNS表面からの放射は  $\sim 2$  keV の黒体放射と同等のエネルギーピークを持っている。また、放射半径はそれぞれ 20–30 km と  $\sim 10$  km であった。
2. (result Cyg 2) NBからFBへと状態遷移すると、降着円盤の温度が  $\sim 0.6$  keV と減少し、最内縁半径は  $\sim 50$  km へと増加した。また、NS表面からの放射を仮定した comptt モデルからは、温度 1.2 keV の黒体放射と同等のエネルギーピークをもったスペクトルになり、放射半径も  $\sim 20$  km とNBに比べて広がった。
3. (result Cyg 3) DipのスペクトルからはP Cygni profile と考えられる輝線構造が観測され、高速で吹き出す物質が存在する (アウトフローが起きている) ことが示唆された。
4. (result Cyg 4) NB~FBの全てのbranchにおいて、 $\sim 1$  keVのエネルギー帯域にFe XX、Fe XXII、Fe XXIVからの輝線が観測されており、降着円盤の放射が増加すると共に輝線強度 (flux と EW) も増加した。

### GX 17+2

1. (result GX 1) GX 17+2のスペクトルは降着円盤とNS表面からの単純な2成分モデルでスペクトルを再現すると、FBのスペクトルで降着円盤の最内縁半径が  $\sim 6$  km とNSの半径よりも小さくなることから、少なくともGX 17+2のFBでは、2成分モデルは物理的なモデルとは考えられない。

2. (result GX 2) FBのスペクトル(FB0)とNBのスペクトル(NB2)の差分から、温度( $\sim 1.2$  keV)の黒体放射と同等のエネルギーピークを持った放射成分が検出された。これはNBからFBへかけて、降着円盤とNS表面からの放射の中間の温度をもつ第3の放射成分の存在を示唆する。また、FBの差分スペクトルにおいては、この第3の放射成分とNS表面からの放射成分の2つの放射が増加していた。
3. (result GX 3) 降着円盤(diskbb) + NS表面からの放射(high-comptt) + 中間の放射(middle-comptt)の3成分モデルでスペクトルの連続成分を再現すると、降着円盤の最内縁半径が10数kmでほぼ一定の値になり、物理的に問題のない値を得た。
4. (result GX 4) NB、FBのどちらにおいても電離した鉄からの輝線が $\sim 6.6$  keVに観測された。

#### Ser X-1

1. (result Ser 1) Cyg X-2と同じ連続成分でスペクトルを再現すると、Cyg X-2と同等の温度が得られ、光度が低い分だけ放射領域が小さく求まった。
2. (result Ser 2) Crab比で鉄輝線周辺のエネルギー帯域でのスペクトルの形状を調べると、6.6 keVの輝線に加え $\sim 7.1$  keVに $\sim 5\%$ の窪みがみられた。この窪みを星間吸収や吸収線で作ることは物理的に不可能であり、NS表面からの放射が円盤で反射した成分に起因する吸収端構造である可能性が高いことがわかった。
3. (result Ser 3) 反射成分を連続成分に加えると、中性と電離した(Fe XXV)鉄輝線の重ね合わせで輝線構造を再現することができた。このとき、輝線の幅は狭く、降着円盤の最内縁付近に存在して一般相対論的な重力赤方偏移の影響を受けている輝線成分は必要はないことがわかった。

上記の結果をもとに、本章では 1. 状態遷移、2. 輝線構造 についての考察を行い、NS-LMXBの統一的描像について議論する。状態遷移についてはCyg X-2とGX 17+2のスペクトル解析から得られた物理量の変動を比較し、それぞれの天体との共通点と違いの原因について議論する。輝線構造は、Cyg X-2の1 keVで検出された輝線とSer X-1の鉄輝線という定常的に存在している構造をもとに、NS-LMXBの中心付近での物理状態についての考察を行う。

## 7.1 状態遷移

Cyg X-2 と GX 17+2 は、どちらも光度がエディントン限界に近く、Z 天体に分類される。今回の「すざく」での観測中には作成した CCD や HID から、Cyg X-2 では NB から FB にわたって (NB1–NB5–FB–Dip)、GX 17+2 では NB と FB の結合点から FB までの状態 (NB1–NB2–FB0–FB2) が観測されていることが分かっている。

よって以下ではまず、NB の状態を Cyg X-2 の NB1 と NB2 から導き、FB の状態を Cyg X-2 の Dip と GX 17+2 の FB2 の比較から調べる。続いて、NB と FB の両者の描像から、中間のデータ (Cyg X-2 の NB3–FB、GX 17+2 の NB2–FB1) ではどのような物理状態にあるかを明らかにする。これにより NB から FB にかけてどのような状態遷移が起こっているのかを追い、FB において両天体の CCD や HID の振る舞いが異なる現象を (CCD 上で、Cyg X-2 は「Z」のように、GX 17+2 は「 $\nu$ 」のように変動する) 統一的に考察する。

### 7.1.1 Normal Branch (NB) のスペクトル

Cyg X-2 の CCD では NB1–NB5 にわたって大きな変動が観測され、NB と FB の結合点から離れた NB1 や NB2 は典型的な NB と考えられる。これらのスペクトルは、(result Cyg 1) にあるように、diskbb と comptt で再現され、それぞれの温度と放射領域の半径も、降着円盤と NS 表面からの放射と矛盾しない。また両者の光度比  $L_{\text{comp}}/L_{\text{disk}} \approx 1$  であることから、ビリアル定理が成り立っていると考えられる。これはこれまでに考えられてきた NS-LMXB の典型的な描像と一致する (Mitsuda et al. 1984, Makishima et al. 1989)。

### 7.1.2 Flaring Branch (FB) のスペクトル

Cyg X-2 と GX 17+2 では、同じ FB と分類とされている状態でも、CCD 上での振る舞いが異なる。これは図 5.4 と図 5.16 のスペクトル比に見られるように、FB では 20 keV 以上の高エネルギー側での flux が Cyg X-2 では減少するのに対して、GX 17+2 では増加するからである。

本論文では、GX 17+2 の差分データの解析から (result GX 1, GX 2)、GX 17+2 のスペクトルには diskbb+middle-comptt+high-comptt の 3 成分が存在していることを明らかにした。これは 2 成分モデルだけ (diskbb+comptt) で再現される Cyg X-2 とは、一見ことなる結果に見える。しかし Cyg X-2 と GX 17+2 の結果を比較すると、Cyg X-2 の NB での comptt の放射は GX 17+2 の high-comptt とほ

ば一致し、Cyg X-2 の Dip では  $\text{comptt}$  の放射温度が下がったために GX 17+2 の  $\text{middle-comptt}$  とほぼ一致する放射となっている。つまり Cyg X-2 と GX 17+2 の比較から、FB においては  $\text{diskbb} + \text{middle-comptt} + \text{high-comptt}$  の 3 成分の放射が存在し、GX 17+2 ではこれら 3 成分がすべて観測されているものの、Cyg X-2 では  $\text{diskbb} + \text{middle-comptt}$  の 2 成分のみが観測され  $\text{high-comptt}$  はスペクトル上では検出されていない、と考えると両者を統一的に理解することができる。

GX 17+2 の結果 (result GX 3) から、FB における 3 成分は、 $\text{diskbb}$  は降着円盤からの放射、 $\text{high-comptt}$  は NS 表面からの放射と対応づけられることがすでに分かっている。そこで  $\text{middle-comptt}$  がどのような放射なのかを考察する。

Cyg X-2 の Dip で再現された  $\text{comptt}$  モデルの物理量と GX 17+2 の FB で  $\text{middle-comptt}$  モデルから得られた物理量は共に種光子の放射温度が  $kT_0 \sim 1 \text{ keV}$ 、放射領域の半径が  $R_w < R_{\text{in}}$  もしくは  $R_{\text{NS}} < R_w \lesssim R_{\text{in}}$  となっている。よって、温度も放射領域の半径も降着円盤と NS 表面からの放射の中間に位置することから、この  $\text{middle-comptt}$  は放射位置も円盤と NS の中間に存在すると考えるのが最も妥当だと考えられる。このときの GX 17+2 の光度は  $\sim 2 \times 10^{38} \text{ erg/s}$  と NS のエディントン限界で輝いており、このような状況では重力とつり合うほどの膨大な放射圧が降着物質にかかっている。よって、Cyg X-2 の Dip で観測された  $\text{comptt}$  放射や GX 17+2 の  $\text{middle-comptt}$  放射成分は、大量の物質が放射圧によって吹きとばされ (アウトフロー)、それらが光学的に厚くなった物質からの放射を観測していると考えることができる。

アウトフローの描像を指示する結果は、Cyg X-2 の Dip のスペクトルにおける P Cygni profile の検出である (result Cyg 3)。P Cygni profile の blueshift した吸収線と幅の広い輝線から、 $\sim 20000 \text{ km/s}$  で高速にアウトフローしている光学的に薄い領域が存在していることは明らかであり、この領域よりも内側にさらに大量のアウトフロー物質があれば、これらの放射は  $\text{middle-comptt}$  放射として検出される可能性がある。P Cygni profile で検出された輝線が Fe XXVI と高階電離していることから、電離度の高い中心付近でアウトフローしていると考えられる。Fe XXVI が放射されるとき電離パラメータは  $\log \xi \sim 3.5$  である。また、Cyg X-2 の Dip のスペクトルの高エネルギー側の放射成分や、GX 17+2 で観測された中間エネルギー帯域での放射成分がアウトフローを観測しているとする、その放射領域は  $\sim 20 \text{ km}$  である。よって、電離パラメータの式 2.8 の  $\xi$  に  $3.2 \times 10^3$ 、 $R$  を  $20 \text{ km}$  とすると、放射体の密度  $n$  は  $\sim 10^{21} \text{ cm}^{-3}$  となる。この値は降着円盤の NS 付近の密度と同等である。よって、降着円盤の中心の物質が放射圧によって吹きとばされている描像と矛盾しない。

Cyg X-2 と GX 17+2 の FB での振る舞いの違いは、この  $\text{middle-comptt}$  として観測されるアウトフローが光学的に厚いことを考えることで説明できる。Cyg X-2 の

inclination angle は過去の観測から  $62.5^\circ$  と分かっており、降着円盤を横側から観測している (edge-on)。それに対し、GX 17+2 の inclination angle の正確な値は不明だが、伴星による食が観測されないことから  $< 60^\circ$  であると考えられ、降着円盤を上面から観測している (face-on) と考えられる。そこで、アウトフローの強度が低緯度 (円盤に沿った) 方向に強いとすると、Cyg X-2 では edge-on の方向から観測しているために光学的に厚いアウトフロー物質によって NS からの放射が遮られてしまう。Cyg X-2 の Dip のスペクトルにおいて  $\sim 2$  keV の放射成分が検出されていないのはそのためと考えられる。そうすることで、Cyg X-2 では FB に状態遷移すると見かけ上 (我々が観測している方向からは) flux が減少し、§ 2.4.1 で述べた FB でカウントレートが減少する「Cyg-like」な天体として観測されることを物理的に矛盾無く説明できる。また、アウトフローを視線方向側から観測することになるので、アウトフローの外側の領域から、P Cygni profile のような輝線構造が観測されると考えられる。対して、GX 17+2 は face-on な天体であるために、低緯度方向に起こるアウトフローによって NS からの放射が遮られることなく観測される。従って、本研究で行ったような 3 成分 (降着円盤、アウトフロー、NS 表面) の放射が観測されることになる。また、GX 17+2 では Fe 輝線だけが観測され、有意な吸収線が検出されないこともアウトフローの方向が視線方向と異なる可能性を指示している。

以上のように、Z 天体では FB に状態遷移すると、光学的に厚いアウトフローが起きているという描像が考えられる。また、「Cyg-like」と「Sco-like」を区別しているのは天体を観測する角度の違いであり、本質的に起こっている物理現象は同じであると考えられる。

### 7.1.3 NB と FB の結合部でのスペクトル

CCD や HID で NB と FB の結合部に位置するスペクトル (Cyg X-2 の NB5、GX 17+2 の NB1-FB0) は、表 5.4 や 5.9 における diskbb+comptt(+comptt) による 2 成分もしくは 3 成分モデルによるフィット結果を見ると、上記の NB と FB が混在したような状態にあると考えられる。得られた物理量はエラーが大きいものの、Cyg X-2 では comptt の  $kT_e$  や  $\tau$  が NB と FB の中間の値にあり、上記の NB と FB が混在したような状態と考えられる。また GX 17+2 では、NB1 のスペクトルでは middle-comptt の  $\tau$  が FB0 や FB1 よりも有意に小さいことから、降着円盤の最内縁付近でまだアウトフローが大量には起こっていない (アウトフローが光学的に厚くなり始めた) 状態と考えられる。

#### 7.1.4 NB から FB へかけての状態遷移

以上の NB、FB、NB と FB の結合部での物理的な描像を踏まえ、NB から FB へどのような物理状態の変化が起こっているのかをスペクトル解析から得られた物理量から考察する。表 5.4 と表 5.9 から、NB から NB と FB の結合点へ向けて、円盤の最内縁温度  $T_{\text{in}}$  は減少するものの、最内縁半径  $R_{\text{in}}$  は増加しており、質量降着率 ( $\propto R_{\text{in}}^2 T_{\text{in}}^3$ ) は増加しているの見積もられる。このとき、降着円盤からの光度  $L_{\text{disk}}$  と NS 表面からの光度の関係を調べる。NS 表面からの光度は、Cyg X-2 では NB の comptt 放射 (FB では観測されていない) であり、GX 17+2 では high-comptt 放射の寄与である。すると NB から NB と FB の結合点へ向けて、 $L_{\text{disk}}$  はほぼ一定であるのに対し、NS 表面からの放射は激減していることが分かる。もし標準降着円盤においてビリアル定理が成立していれば、円盤で放射として解放されるエネルギー  $L_{\text{disk}}$  と、降着物質が NS 表面に降着してから解放する運動エネルギー (NS 表面からの放射として観測される) は、一定の比のはずである。よって、いま観測されているように NS 表面からの放射が相対的に減少するという事は、NS 表面へ物質が降着しない、すなわちアウトフローに転じている割合が増加していると解釈される。

NB と FB の結合部から FB へかけては、 $L_{\text{disk}}$  は減少するものの、やはり  $T_{\text{in}}$  の減少よりも  $R_{\text{in}}$  の増加の方が大きく、見積もられる質量降着率は増加している。質量降着率が増加すれば、ますますアウトフローが起こっているはずであり、総量の増したアウトフローが光学的に厚くなり、自身が放射を出していると考えられる。このアウトフローからの放射が、Cyg X-2 の FB では comptt 放射に対応しており、FB に進むにつれて光度が増加していることと一致する。

GX 17+2 において、NB から FB への遷移において、それまで減少していた high-comptt 放射が増加に転じる。high-comptt 放射は NS 表面からの放射と考えられることから、これは降着円盤からの放射によってアウトフローさせられる物質の割合が減少し、内部の NS 表面へ降着する物質の割合が増加していることと解釈される。このような現象は、理論的にはエディントン限界付近において、降着円盤が標準状態から移流優勢な状態 (スリム円盤状態) へ遷移するとして予想されている (Mineshige et al. 2000)。スリム円盤では、質量降着率が増加していくと放射効率が悪くなり (移流が優勢になる)、幾何学的に少し厚くなると考えられている。こうした状況では、質量降着率は増加すればするほど、アウトフローする物質に比べ NS 表面へ降着する物質の相対値が増加し、アウトフローする物質量は増加するものの、それ以上に NS 表面へと降着する物質量が增加することになる。この傾向は、まさに GX 17+2 の FB で観測されている傾向と一致する。

以上から、Cyg X-2 における NB から FB への変動は、物理的にはアウトフローが光学的に薄い状態から厚い状態になったと考えられる。また GX 17+2 では、NB

で減少傾向にあった NS 表面からの放射が、FB になって上昇に転じることによって説明される。これは降着円盤が標準状態では、ほとんどの物質がアウトフローして NS 表面へは降着していなかったのに対し、移流優勢な状態へと遷移することで、降着物質がアウトフローするだけでなく、一部は NS 表面へも降着するようになったと解釈される。

## 7.2 輝線構造

Cyg X-2 では Dip 中の P Cygni profile 以外に、1 keV のエネルギー帯域に輝線が検出された。輝線はそれぞれ電離した鉄からの L 殻輝線と考えられる。輝線の flux は各 branch ごとに変動しており、FB で最も強かった。強度の変動は質量降着率の増加と伴って起こるため、降着円盤の周辺から放射されていると考えられる。したがって、Cyg X-2 の 1 keV に観測された輝線は降着円盤周辺に存在する光電離したプラズマからの放射と考えられる。

result GX 4 や result Ser 3 から、輝線の放射領域は中心から  $\sim 10^9$  cm に位置していることがわかる。中心天体の光度は  $\sim 10^{38}$  erg/s であり、6.6 keV の鉄輝線が放射される時、電離パラメータは  $\log \xi \sim 3$  である。したがって、放射体の密度は式 2.8 から  $n \sim 10^{16-17}$  cm $^{-3}$  となる。この値は、先ほど求めたアウトフロー物質の密度よりも 4 桁も小さい。しかし、降着円盤周辺に存在する光電離したプラズマの密度は  $\sim 10^{15}$  cm $^{-3}$  と考えられている。したがって、GX 17+2 や Ser X-1 で観測された電離した鉄輝線は光電離したプラズマからの放射と考えられる。

## 7.3 NS-LMXB の描像

NS-LMXB の状態遷移の解析からはアウトフローという描像を、鉄輝線の解析からは降着円盤の周囲に存在する光電離したプラズマという描像を描くことができた。本研究では図 7.1 と図 7.2 に示すような描像を得ることができた。NB では降着円盤と NS 表面からの放射が連続成分として観測され、降着円盤周辺に存在する光電離したプラズマからは輝線が観測される。GX 17+2 で Cyg X-2 よりも輝線が強く観測されていたのは、上面から観測しているために光電離したプラズマを見ている量が多いためと考えられる (図 7.1)。FB では、降着円盤の最内縁から光学的に厚くなったアウトフローが起きる。このとき、GX 17+2 は上面から観測しているために降着円盤 + NS 表面 + アウトフローの 3 成分の放射が観測される。しかし、Cyg X-2 では光学的に厚いアウトフローに遮られて中心の NS 表面からの放射が見えず、降着円盤 + アウトフローの 2 成分が観測される。しかし、アウトフローが低緯度方向に起きているために、P Cygni profile が観測されている (図 7.2)。

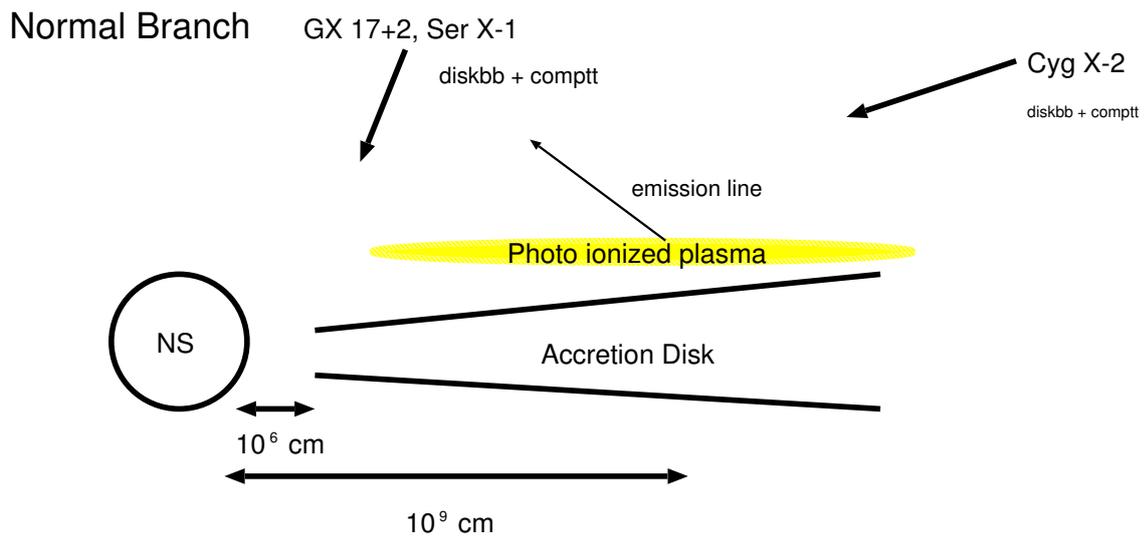


図 7.1: NB での NS-LMXB の物理的描像。

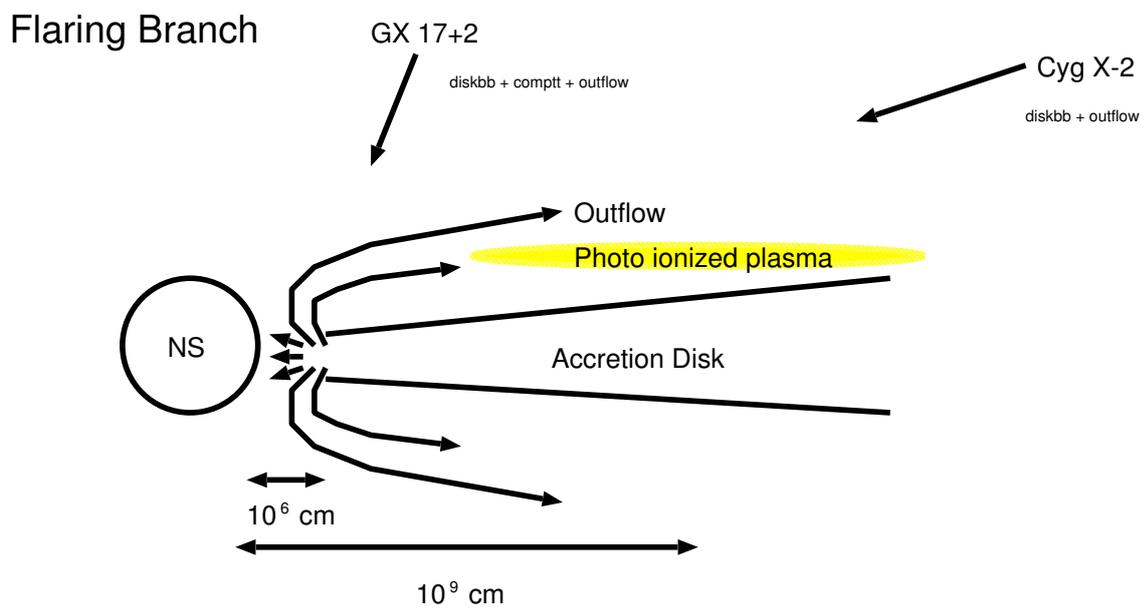


図 7.2: FB での NS-LMXB の物理的描像。

## 第8章 まとめ

本研究では「すざく」衛星で観測されたエディントン限界付近で輝いている弱磁場中性子星 X 線連星 (NS-LMXB) のデータを解析し、NS-LMXB の統一的描像について調べた。その結果、以下のことが分かった。

1. 「すざく」衛星搭載の XIS 検出器で非常に明るい天体を解析する際に必要なキャリブレーションの方法を確立した。
2. Cyg X-2 のスペクトルの連続成分は Normal Branch (NB) では、降着円盤 (diskbb) と NS 表面からの放射 (comptt) の単純な 2 成分モデルで再現できたが、Flaring Branch (FB) からは comptt モデルで再現した放射が NS 表面からではない別領域からの放射となった。
3. GX 17+2 の連続成分は単純な 2 成分モデルでは物理的に不都合が生じ、最終的には 3 成分の放射モデルが必要であることがわかった (降着円盤 + NS 表面 + 中間エネルギー帯域)。この、中間のエネルギー帯域の放射成分は Cyg X-2 の FB で観測された高エネルギー側の放射成分と同じ放射であると考えられる。
4. 両天体とも FB では降着円盤の最内縁から物質のアウトフローが起きており、FB での振る舞いの違いは、このアウトフローを観測する角度の違いによって生じているという描像を得た。
5. Cyg X-2 の Dip でのスペクトルからは P Cygni profile が検出され、アウトフローの存在をより強く示唆している。
6. Ser X-1 の鉄輝線周辺には NS 表面での放射成分が降着円盤によって反射された成分が原因と考えられる吸収端構造が見られた。反射成分を考慮してスペクトルを再現すると、従来の解析方法でいわれていた、重力赤方偏移などの影響を受け、相対論的に広がった鉄輝線の存在は必要ではなくなった。

# 謝辞

本研究を行うにあたり、非常に多くの方に支えられ、多大な協力をして頂いたことをこの場を借りてお礼申し上げます。特に、大杉先生、深沢先生、ひろたかさんには研究において非常に御世話になりました。大杉先生には結果のあやふやな箇所を指摘していただき、研究をより有意義に行うことができました。

深沢先生には、卒業論文ではAPD実験から御世話になり、「すざく」の解析を始めた当初からも解析のいろはから結果に対する考察など研究の基礎を教えて頂いたことを非常に感謝しています。また、自転車で日本一周するために休学することに対して理解と協力を頂いたことにも感謝しています。「すざく」打ち上げ当初ということもあり、多くの仕事がある中で、好きなことをさせて頂いたこと、そのことで得た経験は自分の中で非常に大きなものとして今後の人生に役立つと思います。ワガママな学生でしたが、最後まで研究の指導をして頂き、本当にありがとうございました。感謝の気持ちはとてもここには書ききれないくらいです。

ひろたかさんには公私共に御世話になりました。修士論文のテーマであるLMXBの基本的なことから、明るい天体の解析方法までLMXBの解析に欠かすことのできない事柄を一から教えていただき、ありがとうございました。おかげで、宇宙の最も激しい現象の一部分を知ることができました。また、研究以外ではスノーボード行ったり、突発的な飲みに行ったりできて楽しく研究室生活を送ることができました。いつも、ムチャ振り…じゃなかった、レベルの高い要求で回りの人々を苦しめ…ではなく、研究を進めていく姿が印象的でした。底知れぬ体力で共に徹夜した日々は忘れません。今となっては良い思い出です。今後は、出張に行くときには飛行機と電車の時間をしっかりと確認するようにして下さい。トルコの学会の朝のような思いを後輩にさせたくはありません(笑)。いつになるかは分かりませんが、結婚するときは連絡してください。

研究室で4年間を過ごした小部屋のメンバーにも感謝いたします。水野さんとは解析の相談やカーブの話ができたことが良い思い出です。夏の学校ではネタにしてしまい申し訳ありませんでした。今後も学生に愛されるスタッフでいてください。修さんとは、共にLMXBの研究を続けてこれて深夜まで一緒に残っていたことが忘れられません。小部屋24時間オープン計画で共に戦った仲間です。また一緒にスノーボードや市民球場に行きましょう。上原君は席も近いこともあり、深夜の愚痴

やら楽しかったです。またダーツをしに帰ってきます。梅木君の静かな面白さは楽しかったです。小部屋貯金の利益率 No. 1 の座を最後まで守り通したことが印象的です。宮本君、関東に行ったら服を買う幅が広がると思うので頑張ってください。ドンマイTじゃなくて、もっと良いTシャツくらいはあると思います。池尻君は最初の印象と違って真面目な感じに驚かされましたが、可視、X線の2足の草鞋根性で就活を頑張ってください。平木君、動画はほどほどに。佐田君は宮本君が卒業してから、次は誰と喧嘩するのか楽しみです。マイケルの口ぐせは今後も、モノマネのレパートリーとして使わせてもらいます。小部屋のみなさま、楽しく過ごさせていだいて、ありがとうございました。

今年度、修論を書いた仲間にも感謝いたします。西野君とはキャッチボール、銭湯、くだらない話、ランニングとよく遊んでもらいました。非常に有意義な息抜きになりました。性格的には似ていると思うので、過ごしやすかったです。また、誕生日パーティーしましょう。次に会うときは僕は痩せていると思います。吉田君とは喫煙仲間として良い時間を喫煙室で過ごせました。麻雀をまた一緒にしたいです。笹田君のS発言にはいつもヒヤヒヤしてましたが、観測にかける情熱は尊敬してまます。博士も頑張ってください。田中君、動画はほどほどに。吉良さん、家で鍋をして、その時のマフィアのトランプが楽しかったです。次は、カーペットの埃をなんとかしておいて下さい。松井さんは友達と性格が似てたので発言が楽しかったです。周りの人をもっと巻き込んで下さい。

研究室の他の方々にも感謝しきれない思いでいっぱいです。山下先生、いつもコロキウムでの鋭い指摘にヘコんでましたが、よりつめた研究ができました。川端先生、飲みすぎに注意して下さい。植村さん、娘さんを広島のアイドルにするのを頑張ってください。片桐さん、clusterの増設に寝坊してすいませんでした。料理頑張ってください。新井さんとはLMXBの話や深夜の話が楽しかったです。また、一緒にコーラを買いに行きたいですね。都さんの愚痴はよかったです。理大でも頑張ってください。高橋さん、PC関連やcluster関係で御迷惑をおかけしました。御世話になりました。安田さんは初代小部屋メンバーとして楽しい日々を過ごさせていただきました。良い音楽があったら教えてください。山中くんは、実は同期ということもあって話しやすかったです。天文台のメンバーを引っ張って行って下さい。林君、豆をもっと食べましょう。松岡君は「あの」テーマパークと一緒に行く人を早く見付けるとよいと思います。花畑君は研究室のHPの写真を新しくしないんですか?先本君には学食の集合係を再びやってほしいです。本田君、頼りない先輩でしたが、LMXBの解析で関れてよかったです。北海道行きたいですね。伊藤君、いつも隣でレンジ使ってごめんなさい。そうならないように研究室に寄付させていただきました。小松君は座って寝ないようにしましょう。事務の石井さんには、書類の提出が遅くて御迷惑をおかけしました。すいませんでした。先に卒業して行った、田中

君、保田君、山崎君、竹本君、無事に卒業できました。君達にやっと追いつきます。ここに書ききれないくらい、アクと個性の強い高エネ研のみなさまに囲まれ、非常に厳しく、かつ、楽しく研究できました。ありがとうございました。

研究室以外でも、僕を支えてくれた友人たちにも感謝します。筋肉屋、「189」なみんな、しのサ、その他にもこれまでに会った多くの友人には助けられました。僕よりも先に卒業してしまい、仕事が忙しい中でも遊んでくれてありがとう。これから社会人になりますが、今までと変わらず旅行に行きたいです。最後に、家族に感謝いたします。僕が無事に、最後まで研究を続けることができたのは家族のおかげです。家族の支え、理解がなくては最後まで7年間も大学で過ごすことはできませんでした。この場を借りて感謝します。ありがとうございました。

これまでに書いた方々や、ここに書ききれないくらいの多くの方々に支えられ、エディントン限界付近で起きているアウトフローの描像を明らかにし、Z天体の統一的理解に一步近付くような、新しい研究成果を残すことができました。本当にありがとうございました。



# Reference

- [1] Bhattacharyya, S., & Strohmayer, T. S. 2007, *ApJ*, 664, 103
- [2] Cackett, E. M., Miller, J. M., Bhattacharyya, S., Grindlay, J. E., Homan, J., van der Klis, M., Miller, M. C., Strohmayer, T. E., & Wijnands, R. 2008, *ApJ*, 674, 415
- [3] Casares, J., Charles, P., & Kuulkers, E. 1998, *ApJ*, 493, 39
- [4] Di Salvo, T., Stella, L., Robba, N. R., van der Klis, M., Burderi, L., Israel, G. L., Homan, J., Campana, S., Frontera, F., & Parmar, A. N. 2000, *ApJ*, 544, 119
- [5] Di Salvo, T., Farinelli, R., Burderi, L., Frontera, F., Kuulkers, E., Masetti, N., Robba, N. R., Stella, L., & van der Klis, M. 2002, *A&A*, 386, 535
- [6] Done, C., Gierlinski, M., Kubota, A. 2007, *A&ARv*, 15, 1
- [7] Fabian, A. C., Rees, M. J., Stella, L., & White, N. E. 1989, *MNRAS*, 238, 729
- [8] Farinelli, R., Frontera, F., Zdziarski, A. A., Stella, L., Zhang, S. N., van der Klis, M., & Amati, L. 2005, *A&A* 434, 25
- [9] Hasinger, G., & van der Klis, M. 1989, *A&A*, 225, 79
- [10] Hua, X-M., & Titarchuk, L. 1995, *ApJ*, 449, 188
- [11] in' t Zand, J. J. M., Verbunt, F., Strohmayer, T. E., Bazzano, A., Cocchi, M., Heise, J., van Kerkwijk, M. H., Muller, J. M., Natalucci, L. Smith, M. J. S., & Ubertini, P. 1999, *A&A*, 345, 100
- [12] Kallman R. T., & McCray, R. 1982, *ApJS*, 50, 263
- [13] Kubota, A., Tanaka, Y., Makishima, K., Ueda, Y., Doyani, T., Inoue, H., & Yamaoka, K. 1998, *PASJ*, 50, 667
- [14] Kuulkers, E., van der Klis, M., Oosterbroek, T., Asai, K., Dotani, T., van Paradijs, J., & Lewin, W. H. G. 1994, *A&A*, 289, 795

- [15] Lavagetto G., Di Salvo, T., Falanga, M., Iaria, R., Robba, N. R., Burderi, L., Lewin, W. H. G., Mendez, M., Stella, L., van der Klis, M. 2006, A&A, 445, 1089
- [16] Lin, D., Remillard, R. A., & Homan, J. 2009, arXiv, 0901, 0031
- [17] Magdziarz, P., & Zdziarski, A. A. 1995, MNRAS, 273, 837
- [18] Makishima, K., Ishida, M., Ohashi, T., Dotani, T., Inoue, H., Mitsuda, K., Tanaka, Y., Turner, M. J. L., Hoshi, R. 1989, PASJ, 41, 531
- [19] McClintock, J. E., Petro, L. D., Hammerschlag-Hensberge, G., Proffitt, C. R., Remillard, R. A. 1984, ApJ, 283, 794
- [20] Mineshige, S., & Kawaguchi, T. 2000, PASJ, 52, 499
- [21] Mitsuda, K., Inoue, H., Koyama, K., Makishima, K., Matsuoka, M., Ogawara, Y., Shibazaki, N., Suzuki, K., & Tanaka, Y. 1984, PASJ, 36, 741
- [22] Schulz et al. 2008
- [23] SUZAKU-MEMO 2008-06
- [24] Titarchuk, L., 1994, ApJ, 434, 313
- [25] Titarchuk, L., Lyubarskij, Y., 1995, ApJ, 450, 876
- [26] Watarai, K., Fukue, J., Takeuchi, M., Mineshige, S. 2000, PASJ, 52, 133
- [27] Wilms, J., Allen, A. & McCray, R. 2000, ApJ, 542, 914
- [28] 阿部 由紀子: 2004 年度修士論文 『X 線観測によるブラックホール連星周囲の降着円盤の物理状態の分類』
- [29] 『輝くブラックホール降着円盤 福江純 著』
- [30] 宇宙科学研究所 SES データセンター 『「すざく」実験計画書』
- [31] 「すざく」ヘルプデスク 『「すざく」ファーストステップマニュアル』
- [32] 高橋 弘充: 2004 年度東京大学博士論文 『X 線を用いた弱磁場中性子星への質量降着の研究』
- [33] 天文月報 2008 年 12 月号
- [34] 平沢 歩: 2006 年度修士論文 『「すざく」衛星を用いた弱磁場中性子星における質量降着の研究』