

すざく衛星を用いた共生X線連星の質量降着流の放射領域の
研究

広島大学 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
M115149 北村唯子
主査 深沢泰司 副査 大川正典

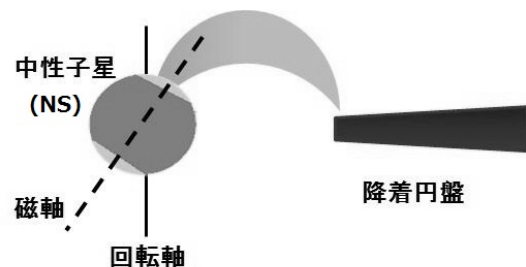
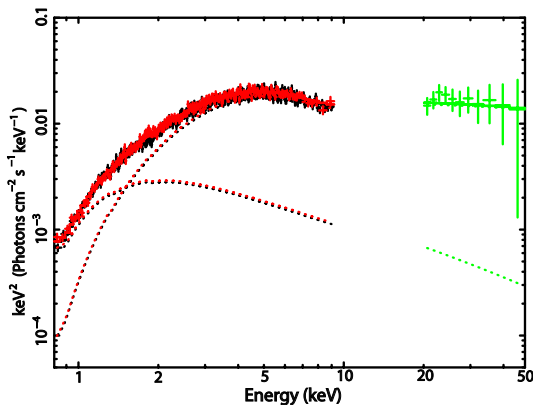
2013年2月8日

概要

銀河系内には、X線連星という中性子星(NS)またはブラックホールのコンパクト星と通常の恒星の連星系が存在している。恒星から放出された物質はコンパクト星の重力に引かれ、コンパクト星に向かって質量降着する。この物質が、コンパクト星の周りに降着円盤が形成し、重力エネルギーを解放することでX線帯域で明るく輝く。X線連星は、恒星の質量の違いによって大質量X線連星と低質量X線連星(LMXB; Low-Mass X-ray Binary)に大別される。近年の研究からLMXBの新しい種族として共生X線連星(SyXB; Symbiotic X-ray Binary)と呼ばれるNSとM型(赤色)巨星の連星系が10天体発見されてきている。X線の観測から、LMXBのエネルギースペクトルは、降着円盤からの多温度黒体放射とNS表面からの黒体放射がその周辺に存在する高温のコロナによって逆コンプトン散乱された成分で再現できることがわかっている。しかし、SyXBについては研究があまり進んでおらず、X線スペクトルの特徴や放射についてよくわかっていない。

新しい種族のLMXBであるSyXBを研究することは、NS自身の物理量やNS周辺の環境、さらにはLMXBの進化を理解する上で重要である。そこで、本研究ではX線天文衛星「すざく」によって観測されたSyXBのGX 1+4、IGR J16393-4643、IGR J16194-2810、4U 1954+31、4U 1700+24の5天体のX線スペクトル解析を行った。LMXBと同じ放射機構を仮定することによって、SyXBからの放射はLMXBと同様に再現できるかを調べ、また得られた結果からNSや降着円盤の状態について考察した。

左図は、IGR J16194-2810のX線スペクトルである。LMXBと同様に、低エネルギー側は降着円盤からの多温度黒体放射、高エネルギー側はNS表面からの黒体放射が周辺に存在する高温のコロナによって逆コンプトン散乱された成分によって表すことができた。他の4天体についても同様に再現することができた。この結果、SyXBのスペクトルはLMXBと同じ放射モデルで再現することができると考えられる。LMXBとSyXBのNSの放射領域を比較したところ、LMXBはNSの全面が光っているのに対し、SyXBはNS表面の一部が光っているという違いがみられた。この放射領域の違いは、SyXBはLMXBよりもNSの磁場が強いため、恒星からの降着物質が磁場に捕らえられ、右図に示すようにNSの磁極に流れ込むからであると考えられる。



目次

第 1 章	序論	7
1.1	背景	7
第 2 章	X 線連星	9
2.1	中性子星 (Neutron star)	9
2.2	X 線連星系 (X-ray binary; XRB)	10
2.3	共生 X 線連星 (Symbiotic X-ray binary; SyXB)	12
2.4	降着円盤	13
2.5	LMXB の X 線スペクトル	16
2.5.1	High/Soft 状態の X 線スペクトル	16
2.5.2	Low/Hard 状態の X 線スペクトル	18
第 3 章	X 線天文衛星「すざく」	21
3.1	概要	21
3.2	X-ray Telescope(XRT)	21
3.3	X-ray Spectrometer(XRS)	22
3.4	X-ray Imaging Spectrometer(XIS)	23
3.4.1	X 線 CCD	23
3.4.2	表面照射型 CCD と裏面照射型 CCD	23
3.4.3	Clock モード	23
3.4.4	Edit モード	25
3.4.5	イベント抽出	25
3.4.6	電荷注入	27
3.5	Hard X-ray Detector(HXD)	27
3.5.1	Well 検出器	27
3.5.2	Anti 検出器	29
第 4 章	天体の選出と観測	30
4.1	天体の選出	30
4.2	観測	30
4.2.1	IGR J16194–2810	31
4.2.2	GX 1+4	32
4.2.3	IGR J16393–4643	33
4.2.4	4U 1954+31	34
4.2.5	4U 1700+24	35

第 5 章	解析と結果	37
5.1	データ	37
5.1.1	XIS のデータ処理	37
5.1.2	XIS による画像	38
5.1.3	XIS による光度曲線	40
5.1.4	XIS のパワースペクトルの作成	41
5.1.5	XIS エネルギースペクトルの作成	43
5.1.6	HXD のデータ処理	43
5.1.7	HXD-PIN のスペクトルの作成	43
5.1.8	HXD-GSO のスペクトルの作成	44
5.2	エネルギースペクトル解析	44
5.2.1	χ^2 検定	45
5.2.2	スペクトルフィット	45
5.2.3	IGR J16149-2810、4U 1954+31、4U 1700+24 のスペクトルフィット結果	47
5.2.4	GX 1+4、IGR J16393-4643 のスペクトルフィット結果	62
5.3	IGR J16194-2810、4U 1954+31、4U 1700+24 の時間変動解析	72
第 6 章	議論	76
6.1	時間平均エネルギースペクトルの解析結果のまとめ	76
6.2	5 天体の光度と各パラメータの比較	79
6.3	一般的な LMXB と IGR J16194-2810、4U 1954+31、4U 1700+24 の中性子星の放射半径の比較	81
6.4	低エネルギー側の成分の放射起源	83
6.5	Alfven 半径と自転周期からの中性子星の磁場の推定	84
6.6	SyXB の統一描像	85
第 7 章	まとめ	87
Appendix A		93

表目次

2.1	SyXB の観測された各パラメータ	13
4.1	IGR J16194-2810、GX 1+4、IGR J16393-4643、4U 1954+31 と 4U 1700+24 の 2 - 10 keV の光度 L_{2-10} 、推定した質量降着率 \dot{M} と天体までの距離 d	30
5.1	「すざく」衛星による IGR J16194-2810、GX 1+4、IGR J16393-4643、4U 1954+31 と 4U 1700+24 の観測ログ	37
5.2	解析に用いた領域	38
5.3	5 天体についての天体と天体からバックグラウンドを差し引いた XIS 0、1、3 の平 均のカウントレート、バックグラウンドの寄与。	41
5.4	HXD-PIN バックグラウンドのレスポンス	44
5.5	IGR J16194-2810 のモデル 1、モデル 2、モデル 3、モデル 4、モデル 6 による フィット結果	52
5.6	4U 1954+31 のモデル 1、モデル 2、モデル 3、モデル 4、モデル 5 によるフィッ ト結果	56
5.7	4U 1700+24 のモデル 1、モデル 2、モデル 3、モデル 4、モデル 6 によるフィッ ト結果	59
5.8	GX 1+4 のモデル 3、モデル 4 とモデル 5 によるフィット結果	66
5.9	IGR J16393-4643 のモデル 3、モデル 4 と 5 によるフィット結果	69
6.1	IGR J16194-2810、4U 1954+31、4U 1700+24 のベストフィット結果	77
6.2	GX 1+4 と IGR J16393-4643 のベストフィット結果	78
6.3	4U 1608-522, Aql X-1, IGR J16194-2810, 4U 1954+31, 4U 1700+24 の各パラ メータ。	83
7.1	4U 1954+31 (ToO 観測) のベストフィット結果	98

目 次

2.1	Alfven 半径の概要図。図中の r_M が Alfven 半径に相当する。	11
2.2	左図は HMXB、右図は LMXB の概要図。	12
2.3	質量降着率の違いによる降着円盤の状態の変化 (Esin et al. 1997)。中心がコンパクト天体、黒い線が標準降着円盤、黒点が高温コロナを示す。縦軸は $\dot{m} = \dot{M}/\dot{M}_{\text{Edd}}$ 。	15
2.4	Low/Hard 状態 (左) と High/Soft 状態 (右) のスペクトル (Done et al. (2007))。	16
2.5	光度と高温コロナの電子温度の関係図 (Esin et al. (1998))。	20
3.1	「すざく」衛星の図	21
3.2	Wolter I 型 X 線反射望遠鏡	22
3.3	表面照射型 CCD(黒) と裏面照射型 CCD(赤) の検出効率と望遠鏡の集光面積の積。低エネルギー側は、裏面照射型 CCD の有効面積が大きい。一方、4 keV 以上の高エネルギー側では表面照射型 CCD の有効面積が大きい。	22
3.4	X 線検出器の断面図 (穴田修士論文 2005 より)。	24
3.5	CCD の断面図 (東海林雅之修士論文 2004 より)。表面照射型 CCD(左) と背面照射型 CCD(右) を模式的に示したもの。	24
3.6	Grade の定義 (穴田修士論文 2005 より)。	26
3.7	HXD-S の構造 (The Suzaku Technical Description より)	28
3.8	Well 検出器の概要図。	28
4.1	IGR J16194–2810 の <i>Swift</i> と <i>INTEGRAL</i> のスペクトル (Masetti et al. 2007)	32
4.2	Corbet diagram(Mason et al. 2009)。 がロッシュローブを満たすことにより質量降着をしている Supergiant XRB (SGXRB)、 Δ が Be/X 連星系、 \diamond は恒星風によって質量降着をしている SGXRB、+ は anomalous system である。	34
4.3	4U 1700+24 の <i>XMM-Newton</i> と「すざく」のスペクトルを power-law($\Gamma \sim 1$) でフィットした図。全てのパラメータは同じにしてあるが、「すざく」のデータのみは見やすくするために Flux を 10 倍にして表示してある (Nagae, private communication)。	36
5.1	IGR J16194–2810(上段左)、IGR J16393–4643(上段右)、4U 1954+31(中段左)、4U 1700+24(中段右)、GX 1+4 の天体領域 (下段左) と GX 1+4 のバックグラウンド領域 (下段右) を示したものの。緑の線で囲まれた部分が各領域を示している。赤の線を引いた領域はデータから差し引いた領域を示す。	39
5.2	各天体の XIS 0、1、3 を足し合わせた 2 – 10 keV の光度曲線。1 bin あたり 256 sec にまとめている。	41
5.3	各天体の XIS 0、1、3 を足し合わせた XIS の全エネルギー帯域のパワースペクトル。	43
5.4	IGR J16194–2810 (黒)、GX 1+4 (緑)、IGR J16393–4643 (赤)、4U 1954+31 (ピンク)、4U 1700+24 (青) のスペクトル。	46

5.5	図 5.4 から IGR J16194-2810 (黒)、GX 1+4 (緑) のスペクトルのみを抜き出している。	46
5.6	IGR J16194-2810 のモデル 1 によるフィットの図。XIS-FI は黒、XIS-BI は赤、HXD-PIN は緑である。	53
5.7	IGR J16194-2810 のモデル 2 によるフィットの図。	53
5.8	IGR J16194-2810 のモデル 3 によるフィットの図。	54
5.9	IGR J16194-2810 のモデル 4 によるフィットの図。	54
5.10	IGR J16194-2810 のモデル 6 によるフィットの図。	55
5.11	4U 1954+31 のモデル 1 によるフィットの図。XIS-FI は黒、XIS-BI は赤、HXD-PIN は緑である。	57
5.12	4U 1954+31 のモデル 2 によるフィットの図。	57
5.13	4U 1954+31 のモデル 3 によるフィットの図。	58
5.14	4U 1954+31 のモデル 4 によるフィットの図。	58
5.15	4U 1954+31 のモデル 5 によるフィットの図。	58
5.16	4U 1700+24 のモデル 1 によるフィットの図。XIS-FI は黒、XIS-BI は赤、HXD-PIN は緑である。	60
5.17	4U 1700+24 のモデル 2 によるフィットの図。	60
5.18	4U 1700+24 のモデル 3 によるフィットの図。	61
5.19	4U 1700+24 のモデル 4 によるフィットの図。	61
5.20	4U 1700+24 のモデル 6 によるフィットの図。	61
5.21	GX 1+4 のモデル 2 によるフィットの図。XIS-FI は黒、XIS-BI は赤、HXD-PIN は緑、HXD-GSO は青である。	67
5.22	GX 1+4 のモデル 3 によるフィットの図。	67
5.23	GX 1+4 のモデル 4 によるフィットの図。	68
5.24	GX 1+4 のモデル 5 によるフィットの図。	68
5.25	IGR J16393-4643 のモデル 2 によるフィットの図。XIS-FI は黒、XIS-BI は赤、HXD-PIN は緑である。	70
5.26	IGR J16393-4643 のモデル 3 によるフィットの図。	70
5.27	IGR J16393-4643 のモデル 4 によるフィットの図。	71
5.28	IGR J16393-4643 のモデル 5 によるフィットの図。	71
5.29	IGR J16194-2810 の光度曲線。上から順番に、XIS 0 の 0.5 – 2 keV、2 – 10 keV、HXD-PIN の 15 – 50 keV、XIS 0 の 2–10 keV と 0.5 – 2 keV の比と XIS 0 の 2 – 10 keV と HXD-PIN の 15 – 50 keV の比である。	73
5.30	XIS-0 の 0.5 – 2 keV、2 – 10 keV、HXD-PIN の color-color 図。横軸が 0.5 – 2 keV と 2 – 10 keV の比、縦軸が 2 – 10 keV と HXD-PIN の比である。	74
5.31	IGR J16194-2810 の時間平均スペクトルと 4 bin(= 1000 sec) のスペクトルを同時にプロットした図。5.2.3 節のベストフィットモデルでフィットをしている。黒は時間平均スペクトル、赤は 4 bin のスペクトルである。	74
5.32	4U 1954+31 の光度曲線。上から順番に、XIS の 0.5 – 1 keV、1 – 10 keV、1 – 10 keV と 0.5 – 1 keV の比。	75
5.33	4U 1700+24 の光度曲線。上から順番に、XIS の 0.5 – 1 keV、1 – 10 keV、1 – 10 keV と 0.5 – 1 keV の比。	75
6.1	光度と各パラメータの比較。	81

6.2	4U 1954+31 の <i>ROSAT</i> による画像。青色の丸で囲んだ部分が 4U 1954+31 を示す。	84
6.3	SyXB の統一描像。	86
7.1	4U 1954+31 の「すざく」による 1 回目と 2 回目の観測データの比較。赤が 1 回目、黒が 2 回目の観測データである。	94
7.2	4U 1954+31 (ToO 観測) の光度曲線。上から順番に、XIS の 0.5 – 1 keV、1 – 10 keV、1 – 10 keV と 0.5 – 10 keV の比。	96
7.3	4U 1954+31 (ToO 観測) のモデル (1) によるフィット結果。黒が XIS-FI、赤が XIS-BI、緑が HXD-PIN を示す。	97
7.4	4U 1954+31 (ToO 観測) のモデル (2) によるフィット結果。黒が XIS-FI、赤が XIS-BI、緑が HXD-PIN を示す。	97

第1章 序論

1.1 背景

X線連星とは、ブラックホールまたは中性子星のコンパクト星と通常の恒星が連星系をなしているものである。銀河系内において、X線連星は約300個発見されている。恒星から放出された物質がコンパクト星の重力に引かれ、コンパクト星に向かって質量降着し、重力エネルギーを解放することでX線帯域で明るく輝く。X線連星は恒星の質量の違いによって大質量X線連星と低質量X線連星の二つに大別される。大質量X線連星とは、ブラックホールまたは強磁場の中性子星のコンパクト星と太陽質量の10倍程度の恒星が連星系を構成している天体のことをいい、恒星の年齢から寿命が短い。低質量X線連星はブラックホールまたは弱磁場の中性子星と太陽質量程度の恒星が連星系をなしている天体で、寿命が長い。発見されているX線連星のうち約200個は低質量X線連星系であり、X線連星の半数以上を占める(Liu et al. 2007)。低質量X線連星のスペクトルは光度(質量降着率)の違いによって、High/Soft状態とLow/Hard状態と呼ばれるスペクトル状態を取る。

近年の研究から、低質量X線連星の中で新しく中性子星と赤色巨星が連星系をなす共生X線連星と呼ばれる種族が、候補星を含めて10天体発見されてきている。共生X線連星は、可視光のスペクトルにおいて、低温の吸収線と高温の輝線が同時に観測される。低温の吸収線は、赤色巨星由来のものであり、高温の輝線は中性子星のような高温星由来であると考えられている。赤色巨星は活発な質量放出を行っており、その恒星風がコンパクト星に流れ込み、中性子星表面に降着することによりX線で明るく輝く。先行研究から、X線帯域の放射の高エネルギー側は、低質量X線連星のLow/Hard状態と同様に、中性子星表面からの黒体放射が高温プラズマによって逆コンプトン散乱された放射で表すことができると考えられている。一方、低エネルギー側の放射起源についてはよくわかっていない。広帯域X線観測による研究はあまり進んでいないため、X線放射の特徴や物理状態についてよく理解されていない。

共生X線連星の赤色巨星の外層は、質量放出により中性子星に引き込まれると共に、その他のほとんどは宇宙空間にばらまかれ、赤色巨星は軽くなっていき最終的に低質量X線連星に進化する可能性があると考えられる。そのため、共生X線連星の研究は、低質量X線連星における中性子星の進化を理解する上でも重要である。

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、X線エネルギー帯域が0.5 – 12 keVの4台のX線CCDカメラと10 – 600 keVに感度をもつ硬X線検出器が搭載されている。軟X線から硬X線にわたる広帯域X線の同時観測を行うことができ、高いエネルギー分解能をもっている。こうした「すざく」の機能は、幅広いエネルギー帯域でX線放射をするX線連星の観測に適している。

本研究の目的は、「すざく」を用いて共生X線連星の広帯域X線を同時観測することにより、共生X線連星のX線スペクトルの特徴を明らかにすることである。X線スペクトルから、中性子星からの放射の温度や放射領域のスケール、また周辺に存在する高温のコロナの電子温度や光学的厚さの物理状態がどのようにになっているのかについて考察する。さらに、未解明の低エネルギー側の放射起源について調査する。また共生X線連星の中には、自転パルス周期が検出されている

天体もあり、その周期は低質量 X 線連星に比べ非常に長いことが知られている。本研究では、共生 X 線連星の自転周期や時間変動についても精査する。

第2章 X線連星

2.1 中性子星 (Neutron star)

本研究では、中性子星連星系について取り扱うため、まず中性子星 (Neutron star; NS) について詳しく述べる。中性子星は、太陽質量の8倍から30倍の星の最期の爆発、つまり超新星爆発により形成される。重力崩壊型超新星では、星の大部分は吹き飛ぶが、中心には鉄の芯が残り、この芯が中性子星となる。重力崩壊の過程で、電子が原子核に捕獲され、原子核中の陽子は中性子星に変わっていく。中性子の数が非常に多くなると、中性子から原子核がもれ出し、自由中性子星となる。原子核は溶解していき、ほとんど自由中性子でできた中性子星が誕生する。典型的な中性子星の質量は太陽質量の1.4倍程度、半径およそ10 km である。平均密度は、 $5 \times 10^8 \text{ t/cm}^3$ であり、原子核の密度とほぼ等しく非常に高密度な星である。

電子や中性子のようなフェルミ粒子を狭いところ詰め込むと、パウリの排他律にもとづき、縮退圧により量子力学的な反発力を示す。中性子星は、中性子星自身の質量の重力で収縮しようとする力と、中性子の縮退圧がつり合うことによりその大きさを保っている。しかし、星の質量がある限界を超えてしまうと、縮退圧によって星自体の質量を支えることができなくなってしまう。このときの限界質量のことをチャンドラセカール質量という。中性子星のチャンドラセカール質量は太陽質量の2-3倍程度と見積もられている。重力崩壊型超新星爆発でチャンドラセカール質量よりも重い芯が残った場合、中性子星として存在できずブラックホールとなる。

中性子星の存在は、1930年にランダウ (Lev Davidovitch Landau) やツヴィッキー (Fritz Zwicky) らによって理論的に予測されていた。1967年には、電波観測により数ミリ秒から数秒にわたって正確な周期で規則正しく電波パルスを出す天体が発見された。このように、パルス周期を規則正しく出す天体のことをパルサーという。33ミリ秒の周期を示す「かにパルサー」などがよく知られている。その後、同様の現象を示す天体が次々と発見され、1967年の発見から現在までにおよそ1500個以上観測されている。しかし、パルス周期から示唆される回転は非常に速く、ふつうの星ならば遠心力により飛び散ってしまう。この遠心力に耐えられるほど強い重力をもつ星は中性子星のみである。理論的に予測されていた中性子星と電波観測から発見されたパルサーの特徴が一致したことから、パルサーの正体は中性子星と考えられるにいたっている。

先で述べたように、パルサーは、高速で自転する中性子星であると考えられている。強い磁場をもち、磁場の強さは $10^8 - 10^{13} \text{ G}$ 程度で、自転周期は短いもので数ミリ秒から数十秒程度である。中性子星の回転軸に対して磁軸が傾いているため、中性子星が自転するにつれて磁場が振り回され、電波パルスを放射する。パルス周期は中性子星の自転周期に対応している。パルス周期は時間の経過とともに長くなっていく。これは中性子星が回転エネルギーを消費することによりパルサー活動を行っていることを示す。 $10^{15} - 10^{16} \text{ G}$ のさらに強い磁場をもつパルサーのことをマグネターと呼び、10天体ほど発見されている。

2.2 X線連星系 (X-ray binary; XRB)

宇宙には密度が太陽の100万倍以上ある小さくて非常に高密度なコンパクト星が存在する。これは、星の進化の最後に残され、白色矮星、中性子星 (Neutron star; NS)、ブラックホール (Black hole; BH) を指す。こうしたコンパクト星 (主星) と通常の恒星 (伴星) が連星を構成している系が宇宙に存在する。中性子星またはブラックホールの連星系では、恒星から放出された物質がコンパクト星に質量降着する際に重力エネルギーを解放し、X線帯域で明るく輝く。このような連星系をX線連星 (X-ray binary; XRB) いう。

XRB を特徴づける要因としてまず、主星が中性子星かブラックホールかが挙げられる。中性子星は固い表面を持つのにに対し、ブラックホールは表面を持たない。そのため、主星が中性子星の場合、伴星からの質量輸送により質量が星表面に蓄積され、ある臨界量を越えると星表面で熱核融合が生じ、バーストを起こすことがある。ブラックホールの場合、星表面が存在しないため、表面でバーストは起きない。中性子星は、星表面からの黒体放射が観測される一方で、ブラックホールでは観測されない。

二つ目に磁場の強さが特徴として挙げられる。主星が中性子星の場合に重要となるパラメータである。伴星から主星へ質量降着することにより、中性子星の周りに降着円盤が形成される。中性子星の磁場が強い場合 ($B \geq \sim 10^{12}$ G)、降着してきたガスはガスの動圧と磁気圧のつり合う半径でいったん止められる。この半径のことを Alfvén 半径 R_A といい、次式のように与えられる。

$$R_A = 2.9 \times 10^8 \left(\frac{\mu}{10^{30} \text{ G cm}^3} \right)^{4/7} \left(\frac{R}{10^6 \text{ cm}} \right)^{-2/7} \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{1/7} \left(\frac{L}{10^{37} \text{ erg s}^{-1}} \right)^{-2/7} \text{ cm} \quad (2.1)$$

ここでは、双極子型の磁場を仮定しており、磁気モーメントを μ 、コンパクト星の半径を R 、質量を M 、コンパクト星の光度を L とする。磁場 $B \sim 10^{12}$ G、 $R \sim 10$ km 中性子星の場合、 $\mu \cong 10^{30} \text{ G cm}^3$ となる (Frank et al. 1985)。図 2.1 に Alfvén 半径の概要を示す。その後、物質は磁力線に沿って中性子星の磁極部分に流れ込むため、磁極が明るくなり、中性子星の自転周期に対応したパルスが観測される。これがX線パルサーである。弱磁場の中性子星の場合 ($B \leq \sim 10^9$ G)、磁場が弱いため降着物質が磁極に集中せず、中性子星表面の広範囲に流れ込むためパルスを検出することはできない。

三つ目に伴星の質量から、大質量X線連星 (High-Mass X-ray binary; HMXB) と低質量X線連星 (Low-Mass X-ray binary; LMXB) の二つに大別される。伴星の質量の違いによって主星への質量降着の仕方が異なる。そのため、放射メカニズムが大きく異なってくる。

伴星からの質量輸送によって主星の周りに降着円盤が形成される系の場合、光度 L は

$$L = \eta \left(\frac{GM\dot{M}}{R} \right) \sim 10^{36} \left(\frac{\eta}{0.1} \right) \left(\frac{M}{M_\odot} \right) \left(\frac{\dot{M}}{10^{-9} M_\odot/\text{yr}} \right) \left(\frac{R}{10 \text{ km}} \right)^{-1} \text{ ergs}^{-1} \quad (2.2)$$

となる。以下では、伴星の質量によって分類される HMXB と LMXB について述べる。

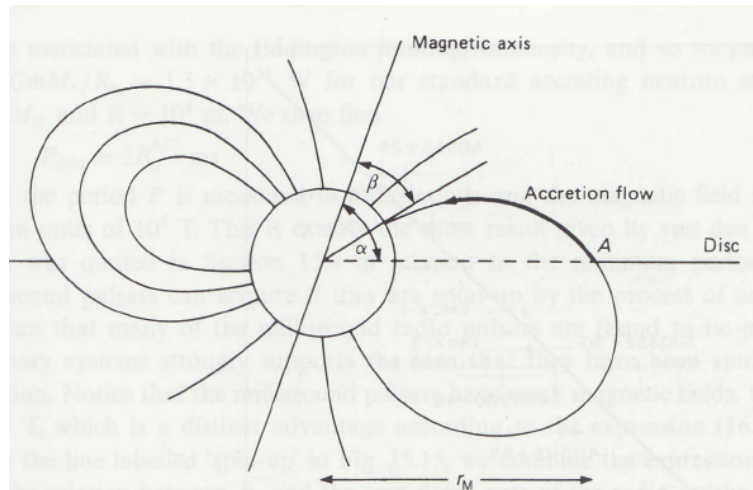


図 2.1: Alfvén 半径の概要図。図中の r_M が Alfvén 半径に相当する。

- 大質量 X 線連星系 (High-Mass X-ray binary; HMXB)

伴星が OB 型星または Be 型星で $\sim 10M_{\odot}$ 以上の大質量星との X 線連星系を HMXB という (図 2.2 の左図)。恒星から強い恒星風が放出されているため、ロッシュローブを満たしていてもコンパクト星に降着することができる。その物質がコンパクト星の重力によって引きつけられ星の表面に降着し、重力エネルギーを解放することにより X 線で光る。伴星の寿命が短く、大質量であることから、HMXB は若い系であり、その典型的な系の寿命は $10^5 - 10^7$ yr 程度である。そのため、HMXB は若い星が多く存在する銀河面に集中して分布している。コンパクト星が中性子星の場合、系が若いので中性子星の磁場は $B \sim 10^{12}$ G 程度と強く、降着円盤は Alfvén 半径で途切れる。伴星から降ってくる物質は、Alfvén 半径内に存在する中性子星周りの磁力線に捕らえられ、中性子星の両磁極に流れこむ。磁極に降着したガスは加熱され X 線で明るく輝く。磁軸が中性子星の回転軸に対して傾いていると、中性子星の回転とともに磁極が見え隠れし、そこから放射される X 線がパルスとして観測される。HMXB のほとんどは X 線強度が周期的に変化する X 線パルサーである。

- 低質量 X 線連星系 (Low-Mass X-ray binary; LMXB)

伴星が A 型星よりも晩期型で $\sim 1M_{\odot}$ 程度の低質量星との X 線連星系を LMXB という (図 2.2 の右図)。恒星がロッシュローブを満たしている場合、ラグランジュ点を通して恒星からコンパクト星へと質量輸送され、コンパクト星の周りに降着円盤が形成される。LMXB は、恒星の寿命が長く、低質量であることから古い系であり、典型的な系の寿命は $10^7 - 10^9$ yr 程度である。そのため、LMXB は星の数が多し銀河中心や、古い系の多い球状星団中に多く分布する。

コンパクト星が中性子星の場合、系が古いため磁場は $B \sim 10^8 - 10^9$ G と弱い。これより、Alfvén 半径は中性子星の表面に近づき、降着ガスは磁場にほとんど影響されることなく降着し、中性子星のほぼ全面が光る。降着物質が磁極に集中しないため、パルスが観測されることは少ない。

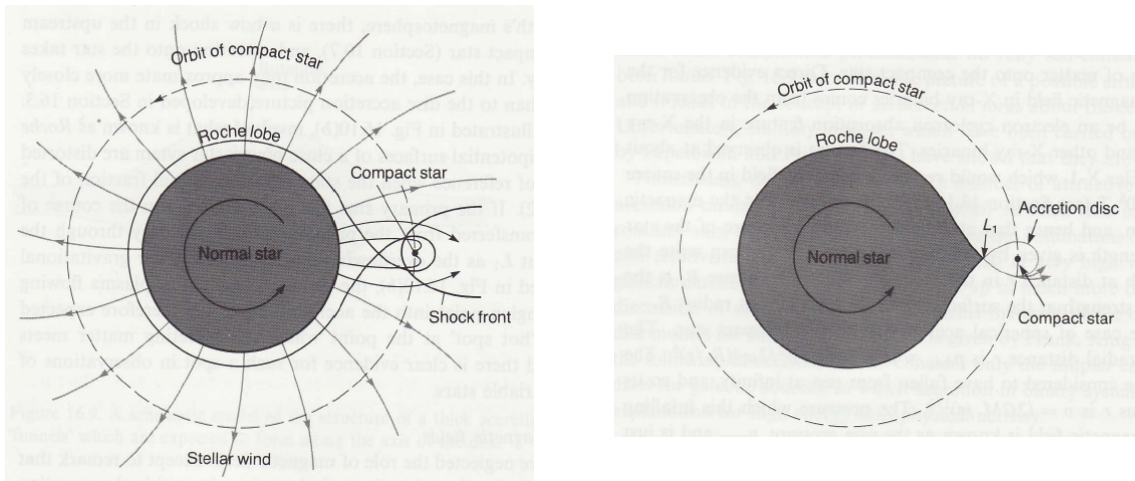


図 2.2: 左図は HMXB、右図は LMXB の概要図。

2.3 共生 X 線連星 (Symbiotic X-ray binary; SyXB)

共生星とは可視光のスペクトルにおいて、温度の低いラインと高いラインが両方同時に観測されるものをいう。分子の吸収線のような温度の低いラインは伴星の赤色巨星 (K または M 型巨星) に由来するものであることがわかっているが、温度の高いラインの起源はよく理解されていない。おそらくその起源は主星の白色矮星やその周辺に存在する降着円盤であると考えられている。

共生星は赤色巨星と白色矮星の連星系が主であり、100 を越える天体が知られているが、近年の研究から中性子星と赤色巨星が連星系を構成している新しいタイプの連星系が発見されてきている。最初に発見された中性子星と赤色巨星の連星は GX 1+4/V2216 Oph (Davidsen, Malina, & Bowyer 1977) であり、2 番目に 4U 1700+24/HD154791 (Garcia et al. 1983) が見つかった。Masetti et al. (2006) は中性子星と赤色巨星の連星系のことを共生 X 線連星 (Symbiotic X-ray Binaries; SyXBs) と名付けた。現在 10 個の SyXBs とその候補の星が存在しており、X 線連星系の中で無視できない割合を占めてきている (e.g., Masetti et al. 2007, Postnov et al. 2010, Lü et al. 2011)。Lü et al. (2011) らによってリストアップされている SyXB の一覧を表 2.1 に示す。

ところが、Masetti et al. (2012a, b) による最近の研究結果から、2XMM J174016.0–290337 と 1RXS J180431.1–273932 は激変星であることが報告されている。また、Bodaghee et al. (2012) の研究から、Nespoli et al. (2010) で SyXB と報告されていた IGR J16393–4643 がその候補から外されている。さらに、Corbet et al. (2006) では、IGR J16393–4643 の軌道周期は 4.2 日と報告されており、SyXB の系である可能性は低いと考えられている。一方で、Smith et al. (2012) では、XTE J1743–363 が新たに SyXB の候補星としてあげられている。SyXB は、近年になって多くの候補星が発見されてきており、まだ研究の途中段階にあるため、様々な物議がなされている。

SyXB では、赤色巨星から中性子星へ恒星風が流れ込み、中性子星の周りに降着円盤が形成される。流れ込んだガスの一部が中性子星によって光電離され、非常に強い可視光の輝線群を形成する。そのため、SyXB を観測すると低温の吸収線と高温の輝線が重なって現れる (Masetti et al. 2007, Corbet et al. 2008)。

一般的な LMXB と SyXBs の LMXB を比較した際、SyXB に顕著にみられる特徴は、長い軌道周期と中性子星の長い自転周期である。軌道周期が長いことから、中性子星と赤色巨星は離れていると考えられる。質量降着のメカニズムは、赤色巨星からの恒星風により質量降着が起こって

おり、ロッシュローブは満たしていないと考えられている (Masetti et al. 2002, 2006)。これらの系は硬 X 線を放射しており (Mürset et al. 1997)、LMXB の一種である考えられているが、Sct X-1 (Kaplan et al. 2007) のように HMXB に分類されている天体もある。一般的な LMXB と比べ中性子星の自転周期は長く、例えば、GX 1+4 は $P_s \sim 110 - 157$ s (e.g., Chakrabarty et al. 1997, González-Galán et al. 2012)、Sct X-1 では 111 s (e.g., Koyama et al. 1991, Yamauchi & Koyama 1993) - 113 s (Kaplan et al. 2007)、4U 1954+31 では $P_s \sim 5$ h (Corbet et al. 2006, 2008) が観測されている。このような LMXB の新しいタイプである SyXB を詳細に研究することは LMXB の中性子星の進化を理解するために非常に重要である (Postnov et al. 2010)。

表 2.1: SyXB の観測された各パラメータ

天体名	P_s (s)	\dot{P}_s ($s\ s^{-1}$)	P_{orb} (days)	Distance (kpc)	伴星のスペクトルタイプ
GX 1+4	110 - 157 ^{1 2}	transition	$\sim 304^{22}; 1161^3$	4.3 ³	M6 III ⁴
4U 1954+31	18300 ^{5 6}	-1.4×10^{-9} ⁶	—	1.7 ⁷	M4 III ⁷
4U 1700+24	—	—	404 ⁸	0.42 ⁷	M2 III ⁹
Sct X-1	111 - 113 ^{10 11}	3.9×10^{-9} ¹¹	—	> 4 ¹¹	Late K/early M I-III ¹¹
IGR J16194-2810	—	—	—	< 3.7 ¹²	M2 III ¹²
1RXS J180431.1-273932	494 ¹³	—	—	10 ? ¹³	M6 III ¹³
IGR J16358-4726	5850 ¹⁴	3.1×10^{-8} ¹⁵	—	5 - 6; 12 - 13 ¹⁶	K-M III ¹⁷
IGR J16393-4643	912 ^{18 19}	1.0×10^{-11} ¹⁷	50.2 ? ¹⁷ ; ~ 3.7 ¹⁹ ; 4.2 ²³	10 ¹⁸	K-M III ¹⁷
2XMM J174016.0-290337	626 ²⁰	—	—	8.5 ²⁰	K1 III ²⁰
CGCS 5926	—	—	3000 ²¹	5 ²¹	C ²¹

¹ Chakrabarty et al. (1997) ² González-Galán et al. (2012) ³ Hinkle et al. (2006) ⁴ Chakrabarty & Roche (1997) ⁵ Corbet et al. (2006) ⁶ Corbet et al. (2008) ⁷ Masetti et al. (2006) ⁸ Galloway et al. (2002) ⁹ Masetti et al. (2002) ¹⁰ Yamauchi & Koyama (1993) ¹¹ Kaplan et al. (2007) ¹² Masetti et al. (2007) ¹³ Nucita et al. (2007) ¹⁴ Patel et al. (2004) ¹⁵ Patel et al. (2007) ¹⁶ Lutovinov et al. (2005) ¹⁷ Nespoli et al. (2010) ¹⁸ Bodaghee et al. (2006) ¹⁹ Thompson et al. (2006) ²⁰ Farrell et al. (2010) ²¹ Masetti et al. (2011) ²² Cutler et al. (1986) ²³ Corbet et al. (2008)

2.4 降着円盤

XRБのようにコンパクト天体にガスが降着する場合には、その降着するガスが天体の周囲に降着円盤と呼ばれる構造体を形成する。円盤の中では、ガスの中に働く粘性力により角運動量輸送、熱の発生という2つの物理現象が起こる。円盤を形成するガスは、中心近傍ほど速度、角速度ともに大きいので内側をまわるガスが外側に対して回転方向にトルクを及ぼす。これにより角運動量が内から外へと輸送される。角運動量を失った内側のガスはさらに内側へと降着する。中心の天体による重力勾配を増し落下するために、その落差分だけ位置エネルギーが余る。余ったこのエネルギーの半分は回転を増やすことに費やされるが、残りは粘性を通じて円盤のガスを加熱することに使われる。このようにして加熱された降着円盤は一万 K から一千万 K 以上まで高温になり、明るく光る。

降着円盤の状態

降着円盤は、コンパクト星にガスが降着することにより形成される。ガスの降着の度合いを示すパラメータは、単位時間当たりどの程度の質量が降着するかを表す質量降着率 \dot{M} である。また、物質が球対称に降着したときに達することができる最大の光度をエディントン限界光度 L_{Edd}

といい、中心天体の質量を M としたとき、

$$L_{\text{Edd}} = 1.25 \times 10^{38} \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right) \text{ erg s}^{-1} \quad (2.3)$$

となる。エディントン限界光度に達することのできる最大の質量降着率をエディントン (臨界) 降着率 \dot{M} といい、 L_{Edd} を用いて次のように定義される。

$$\dot{M}_{\text{Edd}} \equiv \frac{L_{\text{Edd}}}{c^2} = 1.4 \times 10^{17} \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right) \text{ g s}^{-1} \quad (2.4)$$

ここで c は光速である。この \dot{M}_{Edd} に対して \dot{M} がどれくらいの大きさかによって、降着円盤の状態が理論的に予測されていた (e.g., Narayan et al. 1994, Esin et al. 1997)。 $\dot{M}/\dot{M}_{\text{Edd}}$ の割合とそのときの降着円盤の状態について示す。

- $\dot{M} \geq \dot{M}_{\text{Edd}}$... 超臨界降着円盤 (Supercritical accretion disk)

スリムディスクとも呼ばれる。ガスの質量降着率が臨界降着率よりも大きくなると、ガスは十分あるため光学的・幾何学的に厚くなる。ガスの回転に伴う粘性加熱によって発生した熱エネルギーは、降着円盤の表面から放射エネルギーとして解放される。しかし、ガスの量が多い場合、放射エネルギーの一部または大部分は降着ガスに閉じ込められたままコンパクト星に落ち込んでしまう。降着円盤の温度は数十万 K から数百万 K となる。
- $\dot{M} < \dot{M}_{\text{Edd}}$... 標準円盤 (Standard accretion disk)

「標準」的な円盤のことである。幾何学的に薄く、光学的に厚い。粘性加熱によって発生したエネルギーにより温められるが、同時に黒体放射によって放射冷却が起こるため、円盤自体の温度は数千 K から数万 K 程度となり、幾何学的に厚くなる。
- $\dot{M} \ll \dot{M}_{\text{Edd}}$... 移流優勢降着 (RIAF; Radiatively Inefficient accrtion flow)

ガスの質量降着率が臨界降着率よりも非常に小さくなると、円盤のガスは希薄になり、降着円盤は光学的に薄くなる。ガスの回転に伴う粘性加熱によってガスは高温に加熱されるが、ガスが希薄なため、放射冷却がうまく働かなくなる。このため、円盤のガスは粘性加熱によって温められたままで、電子は温度が数十億 K もの高温状態となる。

図 2.3 は質量降着率の比の違いによる降着円盤の状態の変化を示している。図 2.3 の Low state では、標準降着円盤は内側まで伸びておらず、その内縁には RIAF が広がっていると考えられている。Quiescent state ではエディントン比が 1% 以下と Low state よりもさらに低く、標準降着円盤が中心からさらに遠方にまで後退している。Intermediate state は、High state と Low state の中間の状態であり、このときのエディントン比は数% 程度である。エディントン比が 10% 以上と降着率が高くなると High state となる。また、エディントン比がさらに大きくなると Very High state と呼ばれ、超臨界降着円盤となる。

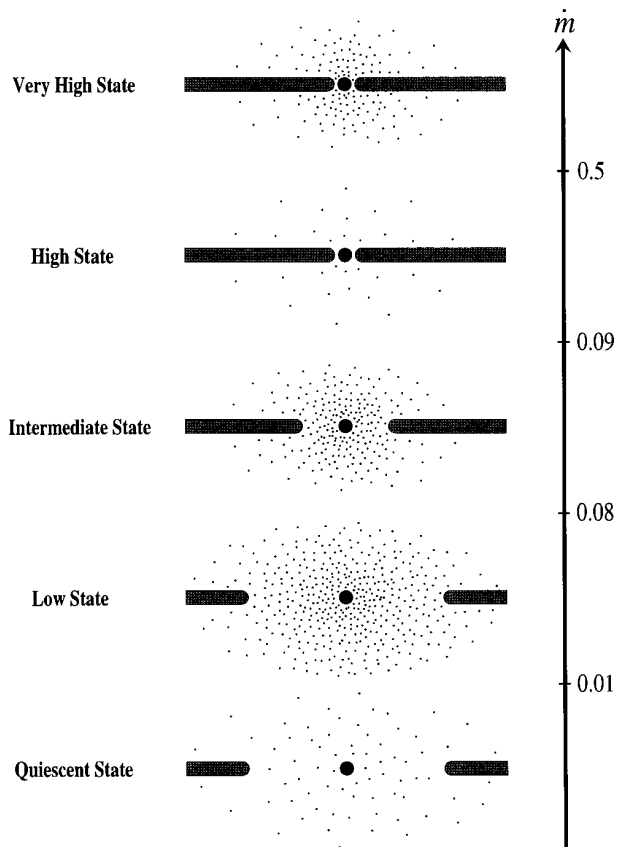


図 2.3: 質量降着率の違いによる降着円盤の状態の変化 (Esin et al. 1997)。中心がコンパクト天体、黒い線が標準降着円盤、黒点が高温コロナを示す。縦軸は $\dot{m} = \dot{M} / \dot{M}_{\text{Edd}}$ 。

2.5 LMXBのX線スペクトル

ブラックホールや弱磁場中性子星を含むLMXB(BH-LMXBまたはNS-LMXB)のスペクトルは、光度の変化つまり質量降着率の変化によって、前節で述べたように High/Soft 状態と Low/Hard 状態の二つの状態を遷移する (e.g., Barret 2001, Lin et al. 2007, Sakurai et al. 2012)。図 2.4 に High/Soft 状態と Low/Hard 状態のスペクトルの形状を示す。NS-LMXB は、カラーカラー図の形に応じた現象論的な呼び方として、High/Soft 状態は Upper banana または Lower banana 状態、Low/Hard 状態は Island 状態が用いられることもある。

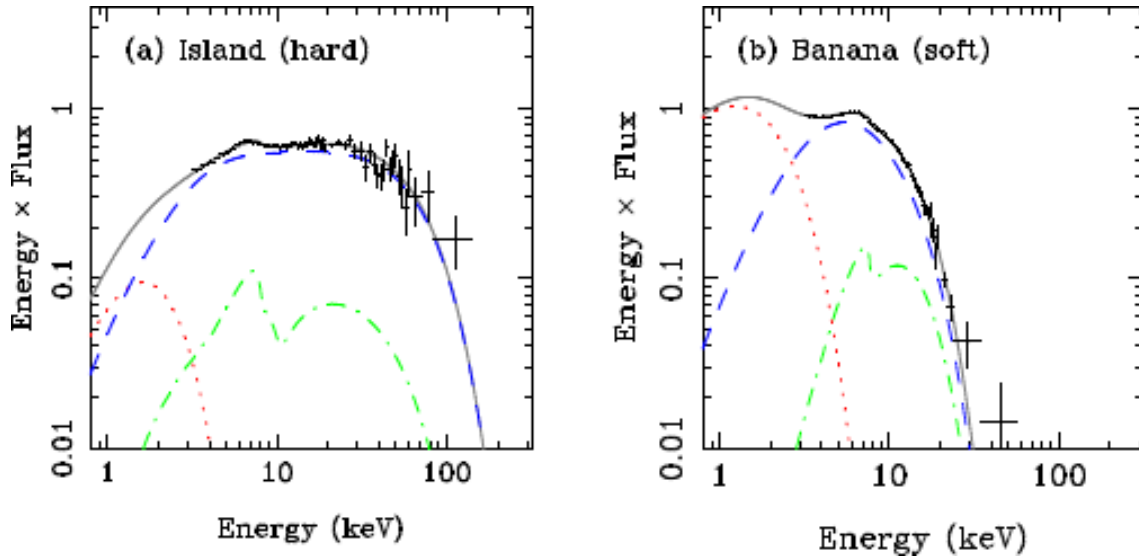


図 2.4: Low/Hard 状態 (左) と High/Soft 状態 (右) のスペクトル (Done et al. (2007))。

2.5.1 High/Soft 状態の X 線スペクトル

High/Soft 状態は、NS-LMXB の光度が $L \sim 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$ 以上の明るい場合に観測され、光学的に厚く、幾何学的に薄い降着円盤が形成されていると考えられている。図 2.4 (右) に示すように、10 keV 以下の軟 X 線成分が優勢である。スペクトルは温度 $\sim 1 \text{ keV}$ の黒体放射に近く、NS-LMXB の場合、この成分は中性子星表面からの黒体放射により説明することができる。低エネルギー側の超過成分は、中性子星の周りに形成される降着円盤からの黒体放射によるものである。この降着円盤からの放射を物理的に再現するモデルとして、以下の多温度黒体放射モデルがある。BH-LMXB では、上記の中性子星表面からの黒体放射の代わりに、 $\sim \text{MeV}$ のエネルギー帯域まで伸びるべき型スペクトルの硬 X 線成分も観測される。

黒体放射 (Black body)

天体のガスの相互作用が十分に行われると、ガスの状態は見かけ上変化しなくなり、温度で特徴付けられる熱平衡状態に達する。このとき、ガスの速度分布はある温度で決められるマクスウェル・ボルツマン分布となる。さらに熱平衡状態になったガスと放射 (光子) の間で光子が原子やイオンにより頻繁に吸収放出されると、放射場も等方的で一様な熱力学的平衡状態に達し、ある温

度でプランク分布となる。

$$B_\nu(T) = \frac{2h}{c^2} \frac{\nu^3}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad [\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ Hz}^{-1}] \quad (2.5)$$

ここで、 c は光速、 h はプランク定数、 k はボルツマン定数である。このプランク分布で表される放射場を黒体放射という。黒体放射強度 $B_\nu(T)$ は振動数 ν (波長 λ) と熱平衡温度のみに依存する。黒体放射強度 $B_\nu(T)$ を振動数で積分したものを全黒体放射強度 $B(T)$ といい、次式のように書ける。

$$B(T) = \int_0^\infty B_\nu(T) d\nu = \frac{\sigma}{\pi} T^4 \quad [\text{erg cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}] \quad (2.6)$$

この関係式をステファン・ボルツマンの法則という。ここで、 $\sigma = 5.67 \times 10^{-5} \text{ (erg cm}^{-2} \text{ K}^{-4} \text{ s}^{-1})$ はステファンボルツマン定数である。

放射は様々な方向に流れているため、ある単位面積に対して垂直方向に流れる放射エネルギーを考えなければならない。表面の単位面積を通過して表面から垂直方向に流れる単位時間単位振動数あたりのエネルギー量を放射流束 (Radiative flux) F_ν と呼び、次式のように表すことができる。

$$F_\nu = \int B_\nu \cos\theta d\Omega = \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} B_\nu \cos\theta \sin\theta d\theta d\varphi = \pi B_\nu \quad [\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ Hz}^{-1}] \quad (2.7)$$

さらに、放射流束を振動数について積分したもの、つまり表面に垂直方向に放射される単位時間あたりのエネルギー量を全放射流束 (Total flux) F といい、次式のように書ける。

$$F = \int_0^\infty F_\nu d\nu = \int B \cos\theta d\Omega = \pi B = \sigma T^4 \quad [\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}] \quad (2.8)$$

表面の単位面積あたりに放射されるエネルギーを天体表面全体にわたって積分したものが天体の光度 $L \text{ (erg s}^{-1})$ である。星の半径 R をとすると、その光度は、

$$L = 4\pi R^2 \sigma T^4 \quad [\text{erg s}^{-1}] \quad (2.9)$$

と表すことができる。

多温度黒体放射 (Disk black body)

多温度黒体放射 (Disk black body; DBB) モデルは幾何学的に薄く、光学的に厚い降着円盤が黒体放射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、ピリアル定理により、解放された重力エネルギーの半分がケプラー運動の回転エネルギーとなり、残りの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ため、DBB モデルは様々な温度での黒体放射を足し合わせたものとなっている。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エネルギーは σT^4 になる。ピリアル定理から、微小半径部分の重力エネルギーの半分が降着円盤からの黒体放射に使われるとする。半径 r に依らず、一定な質量降着率 \dot{M} である。放射は降着円盤の両面から起こるので、

$$2 \cdot 2\pi r dr \cdot \sigma T(r)^4 = \frac{1}{2} d \left(-\frac{GM\dot{M}_x}{r} \right) \quad (2.10)$$

という関係が成り立つ。ここで、 G は重力定数である。したがって、温度 T は半径 r の関数で次のように表すことができる。

$$T(r) = \left(\frac{3GM\dot{M}_x}{8\pi\sigma r^3} \right)^{1/4} \quad (2.11)$$

降着円盤からの全光度は $T(r)$ を用いて次のように表される。

$$L_{\text{disk}} = 2 \int_{r_{\text{in}}}^{r_{\text{out}}} 2\pi r \cdot \sigma T(r)^4 dr = 4\pi r_{\text{in}}^2 \cdot \sigma T_{\text{in}}^4 \quad (r_{\text{out}} \rightarrow \infty) \quad (2.12)$$

また、観測される Flux は傾斜角 i 、天体までの距離 D を用いて

$$f_{\text{disk}} = \frac{L_{\text{disk}}}{4\pi D^2} \cos i = 2 \frac{\cos i}{D^2} \cdot 2\pi r_{\text{in}}^2 \cdot \sigma T_{\text{in}}^4 \quad (2.13)$$

となる。スペクトルから T_{in} と L_{disk} がわかるので式 (2.5) から r_{in} を求めることができる。

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

$$T(r) = \left(\frac{3GM\dot{M}_x}{8\pi\sigma r^3} \cdot \left(1 - \sqrt{\frac{R_{\text{in}}}{r}} \right) \right)^{1/4} \quad (2.14)$$

$T(r)$ は、 $r = (7/6)^2 R_{\text{in}}$ で最大であり、次のように書ける。

$$T_{\text{max}} = \left(\frac{3GM\dot{M}_x}{8\pi\sigma R_{\text{in}}^3} \right)^{1/4} \cdot 6^{3/2} \cdot 7^{-7/4} \quad (2.15)$$

また、全光度は、

$$L_{\text{disk}} = 4\pi R_{\text{in}}^2 \cdot \left(\frac{7}{3} \right) \left(\frac{7}{6} \right)^6 \sigma T_{\text{max}}^4 \quad (2.16)$$

となる。X線スペクトルの高エネルギー側で落ちる様子から最大 T_{max} がわかる。そこで $T_{\text{in}} = T_{\text{max}}$ とすると、式 (2.5) と式 (2.6) から $r_{\text{in}} = \sqrt{7/3} \cdot (7/6)^3 \cdot R_{\text{in}} = 2.43 R_{\text{in}}$ になる (Kubota et al. 1998)。

2.5.2 Low/Hard 状態の X 線スペクトル

Low/Hard 状態は、エディントン限界光度 L_{Edd} の 10^{-2} 倍以下の低光度な場合に観測され、 ~ 100 keV 程度の高エネルギー側まで伸びる硬 X 線成分が優勢となる。これは、温度 \sim 数 keV の中性子星からの黒体放射や降着円盤からの多温度黒体放射で説明することは不可能であり、数億度から数十億度にもなる高温のプラズマが必要となる。図 2.3 に示したように、降着円盤の上部に高温プラズマが広がっているか、または降着円盤の中央部が高温で希薄なプラズマ状態になっているか、どちらかであると考えられているが、その物理量については詳しく理解されていない。この状態では X 線強度が数秒から数十ミリ秒で不規則に変化することが観測されている。

NS-LMXB の Low/Hard 状態の場合、中性子星や降着円盤の周囲に広がる高温コロナによって中性子星表面からの黒体放射が逆コンプトン散乱された成分によってスペクトルを説明することができる。BH-LMXB では、光子指数が $\Gamma \sim 1.4 - 1.7$ の power law 成分が支配的である。この高エネルギー側の成分は、NS-LMXB と同様にコンプトン散乱による熱的放射またはシンクロトロン自己コンプトン散乱であると考えられている。また、 ~ 100 keV 付近で指数関数的な cutoff を示す (e.g., Barret et al. 2000)。これに関して、高エネルギー側のスペクトルが高温コロナの中に存在する電子の最高エネルギー付近で折れ曲がることや、X 線光度と折れ曲がるエネルギーは逆相関になっていることも示唆されている (e.g., Esin et al. 1998)。これは、エネルギーを叩き上げる電子の数が多きほど、光子と逆コンプトン散乱を起こす確率が増加するため、高温コロナの電子が cooling されやすいからであると解釈されている。図 2.5 に光度と電子温度の関係を示す。

「あすか」や *RXTE*、*BeppoSAX* を用いた光度 $L_X \sim 10^{32} - 10^{34}$ erg s⁻¹ の Low/Hard 状態よりもさらに光度の低い Quiescent 状態における一般的な NS-LMXBs (e.g., 4U 1608-522, Aql X-1, Cen X-4) の軟 X 線領域のスペクトルは、低エネルギー側の放射は、温度が 0.1 - 0.3 keV 程度、放射半径が 1 - 2 km 程度の中性子星表面からの黒体放射、高エネルギー側の放射は power-law ($\Gamma \sim 1.5 - 2$) で近似されていた (e.g., Asai et al. 1996, 1998, Camana et al. 1998a, 1998b, 2000)。低エネルギー側は、アウトバースト期に温められた中性子星内部の放射冷却に起因するものと考えられている (e.g., Campana et al. 1998a)。高エネルギー側は、相手の星からの降着物質のアウトフローとパルサー風の相互作用によるものであると主張されている (Campana et al. 2000)。

一つの天体が光度によって High/Soft 状態と Low/Hard 状態の間を遷移する場合もあり、スペクトルの状態が変化する場合も観測されている。

power law モデル

power law のスペクトルはエネルギーのべき乗の関数で表され、

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

となる。ここで、 K は Normalization であり、単位時間・単位エネルギー・単位面積あたりの放射光子数、 Γ は光子定数と呼ばれる無次元量である。このスペクトルは対数スケールをとると、傾き Γ の直線になる。この Γ の値によってどのようなスペクトルが見積もることができる。 Γ が大きい場合、スペクトルは急勾配となるので、低エネルギー側の光子が多く、高エネルギー側は少ないというソフトなスペクトルとなる。一方、 Γ が小さい場合、傾きは緩やかとなりハードなスペクトルであることを示す。

NS-LMXB の場合、硬 X 線側の power law 成分は、中性子星表面からの黒体放射を種光子とした熱的な Comptonization の過程で表すことができる。高温プラズマは、エネルギーの低い種光子を散乱し、散乱された光子は高温プラズマからエネルギーを得て、高エネルギー側に叩き上げられる。したがって、Low/Hard 状態では図 2.4 に示したような高エネルギー側に伸びたハードなスペクトルが観測される。また、 y -パラメータを用いてコンプトン散乱のモデルを簡単に表すことができる。

$$y \equiv \frac{4kT_e}{m_e c^2} \text{Max}(\tau, \tau^2) \quad (2.17)$$

ここで、 τ はトムソン散乱の光学的厚さ、 T_e は高温プラズマの電子の温度、 k はボルツマン定数、 m_e は電子の質量、 c は光速である。 y -パラメータは、高エネルギー側に輸送されたエネルギー

量に影響する。スペクトルの光子指数に関係があり、 y -パラメータが増加するにつれてスペクトルの形は power law に近づく。

様々な状態での Comptonization を表したモデルは多くの研究者によって作成されている。例えば、Nishimura et al. (1986) や Titarchuk (1994)、Poutanen & Svensson (1996) が提案した compBB モデルや compTT モデル、compPS モデルなどがある。種光子スペクトルを黒体放射または多温度黒体放射として逆コンプトン散乱されたスペクトルを生成する。

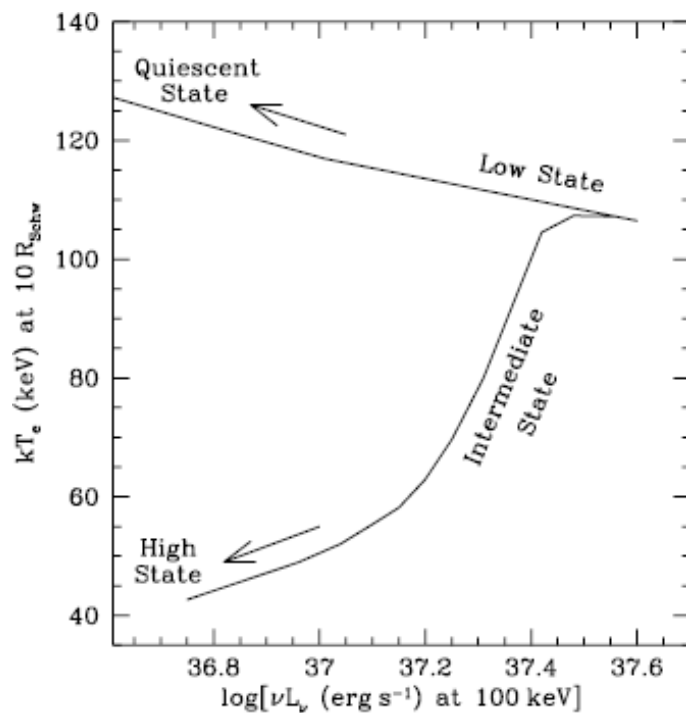


図 2.5: 光度と高温コロナの電子温度の関係図 (Esin et al. (1998))。

第3章 X線天文衛星「すざく」

3.1 概要

「すざく」(Astro-E2)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。「はくちょう」、「てんま」、「ぎんが」、「あすか」に続く我が国5番目のX線天文衛星である。図3.1に「すざく」の外観図を示す。「すざく」の最大の特徴は0.2 – 600 keVという広いエネルギーバンドにおいて極めて低いバックグラウンドで観測できることが挙げられる。「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線望遠鏡は、5つのX線反射鏡(X-ray Telescope; XRT)と5つの焦点面検出器(4つのXIS検出器と1つのXRT検出器)からなる。「すざく」では、XIS 4台とHXDによる同時観測が可能であり、軟X線領域で高い感度とエネルギー分解能を実現していることも大きな特徴である。



図 3.1: 「すざく」衛星の図

3.2 X-ray Telescope(XRT)

「すざく」には、多重薄板型X線望遠鏡が搭載されている。「あすか」で初めて衛星搭載用として作られた多重薄板X線望遠鏡は、極めて軽量でありながら大きな有効面積を持つ新しいタイプのX線望遠鏡であった。多重薄板望遠鏡は、薄い鏡面基板を持つ反射鏡を同心円共焦点状にし、開口効率を最大にするように配置したものである。数keVのX線を反射するため、小さな入射角(0.5 – 1.0°)となるように設計されており、大きな有効面積と10 keV近くまでの広いエネルギー帯域を持つという特徴がある。図3.2のように光学系では回転放物面の凹面と回転双曲面の凹面を組み合わせたWolter I型光学系を円錐2段で近似して用いている。円錐近似による像の広がり、10 – 20秒角程度なので、現在得られている結像サイズよりも一桁小さく、無視できる程度である。レプリカ法の導入により、「すざく」のXRTでは角度分解能2分角と、「あすか」の3分角

に比べ約 1.5 倍角度分解能を向上させた。また、有効面積は入射したあるエネルギーの X 線の入射方向から見た反射鏡の面積と反射率によって決まる。「すざく」の XRT は「あすか」に比べ焦点距離を長くしたことによって、平均の斜入射角が小さくなり、高エネルギー側での反射率が約 2 倍向上したため、有効面積も大幅に向上した。図 3.3 に表面照射型 CCD と裏面照射型 CCD の有効面積を示す。

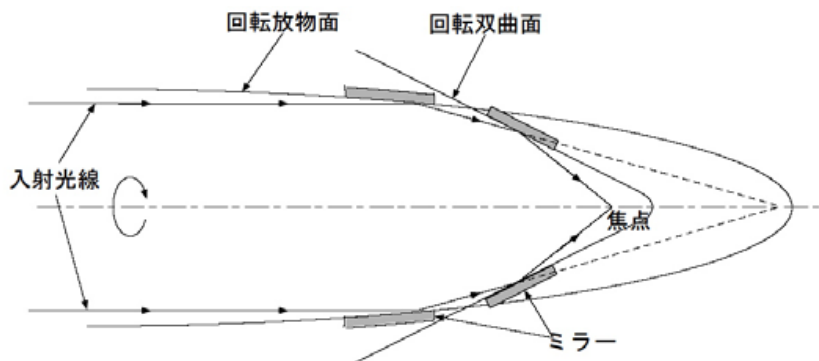


図 3.2: Wolter I 型 X 線反射望遠鏡

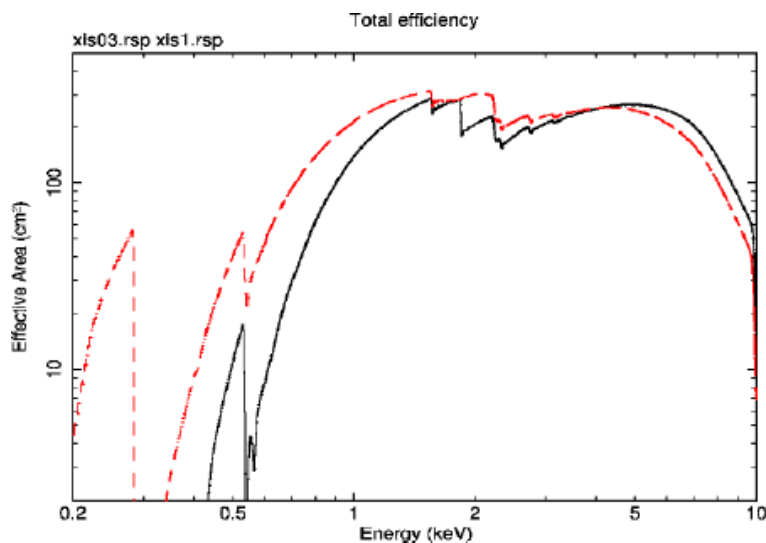


図 3.3: 表面照射型 CCD(黒) と裏面照射型 CCD(赤) の検出効率と望遠鏡の集光面積の積。低エネルギー側は、裏面照射型 CCD の有効面積が大きい。一方、4 keV 以上の高エネルギー側では表面照射型 CCD の有効面積が大きい。

3.3 X-ray Spectrometer(XRS)

XRS(X-ray Spectrometer) は、X 線マイクロカロリメータで、エネルギー帯域は XIS と同程度であるが、そのエネルギー分解能は 6 eV で、X 線 CCD カメラより 20 倍優れた性能である。2005 年 7 月 27 日には XRS の断熱消磁冷凍機を動作させ、60 mK にまで冷却することに成功し、予定通りの X 線分光性能も確認された。しかし、2005 年 8 月 8 日で使用している液体ヘリウムが全て気化するという事故が発生し、XRS による観測は不可能になった。

3.4 X-ray Imaging Spectrometer(XIS)

XIS(X-ray Imaging Spectrometer) は、X 線 CCD カメラで、0.2 – 12 keV のエネルギー帯域をカバーし、そのエネルギー分解能は 6 keV で 130 eV である。XIS は軌道上でのエネルギーの絶対精度のために、カメラごとに較正線源が取り付けられている。線源は ^{55}Fe で、XIS の受光部分の 2 隅に $\text{MnK}\alpha$ (5.9 keV) と $\text{MnK}\beta$ (6.5 keV) の特性 X 線を出す。

2006 年 11 月 6 日に 4 台あるうちの 1 台 (XIS 2) はデータを取得できなくなってしまった。現在は XIS 0、XIS 1、XIS 3 の 3 台で観測を行っている。

3.4.1 X 線 CCD

X 線 CCD は、「あすか」や、*Chandra*、*XMM-Newton*、「すざく」などに搭載されており、X 線天文衛星に広く使用されている。CCD は図 3.4 に示すような MOS ダイオードを二次元的に多数並べたものから成る。MOS ダイオードは、金属 (Metal) からなる電極、半導体酸化物または絶縁体 (Oxide) からなる絶縁層、半導体 (Semiconductor) からなる空乏層と中性領域の三層構造をなしている。CCD のある画素に X 線が入射すると、ある確率で光電吸収が起こる。その結果生じた光電子はエネルギーを失うまで次々と Si 原子と衝突を繰り返し、電子・正孔対をつくる。生じる電子・正孔対の数は入射 X 線エネルギー E に比例し、およそ (E/W_{Si}) 個となる。ここで、 W_{Si} は Si の平均電離エネルギー $E \sim 3.65$ eV である。こうしてできた電子数を正確に検出することで、入射 X 線エネルギーを知ることができる。また、検出器の位置分解能は画素の大きさ (XIS では 24 μm) によって決まる。入射 X 線は空乏層で検出されるので、空乏層内に入射されなければ正確なエネルギー測定ができないため、X 線に対する感度を上げるために空乏層を厚くする必要がある。「すざく」では「あすか」に搭載された CCD に比べ、空乏層の厚さが 2 倍になっており、X 線に対する感度が上がっている。また、CCD の動作環境を -90° まで下げたことで暗電流を抑え、電荷転送非効率 (Charge Transfer Inefficiency; CTI) を減少させる等の工夫がされている。

3.4.2 表面照射型 CCD と裏面照射型 CCD

CCD は、受光面の違いにより表面照射型 (Frontside Illuminated; FI) と裏面照射型 (Backside Illuminated; BI) の 2 つに分けられる (図 3.5)。

- FI 型 CCD: X 線を電極側から入射するため、低エネルギーの X 線は電極や絶縁層で吸収されてしまう。高エネルギーの X 線に対して感度が高い。XIS 0、XIS 2、XIS 3 は FI 型である。
- BI 型 CCD: X 線を電極の逆側から入射するため、FI 型では電極や絶縁層で吸収されてしまう低エネルギーの X 線に対して感度が高い。XIS 1 は BI 型である。

3.4.3 Clock モード

Clock モードは Normal モード、Burst モード、Parallel-sum モードの 3 つに分けられる。また Normal モードと Burst モードには Window オプションと呼ばれるオプションをつけることができる。今回の観測に用いたのは Normal モードであり、これは通常の観測に用いるモードのことで、CCD の全 pixel を読み出すモードである。また、Window オプションとは、CCD の特定の領

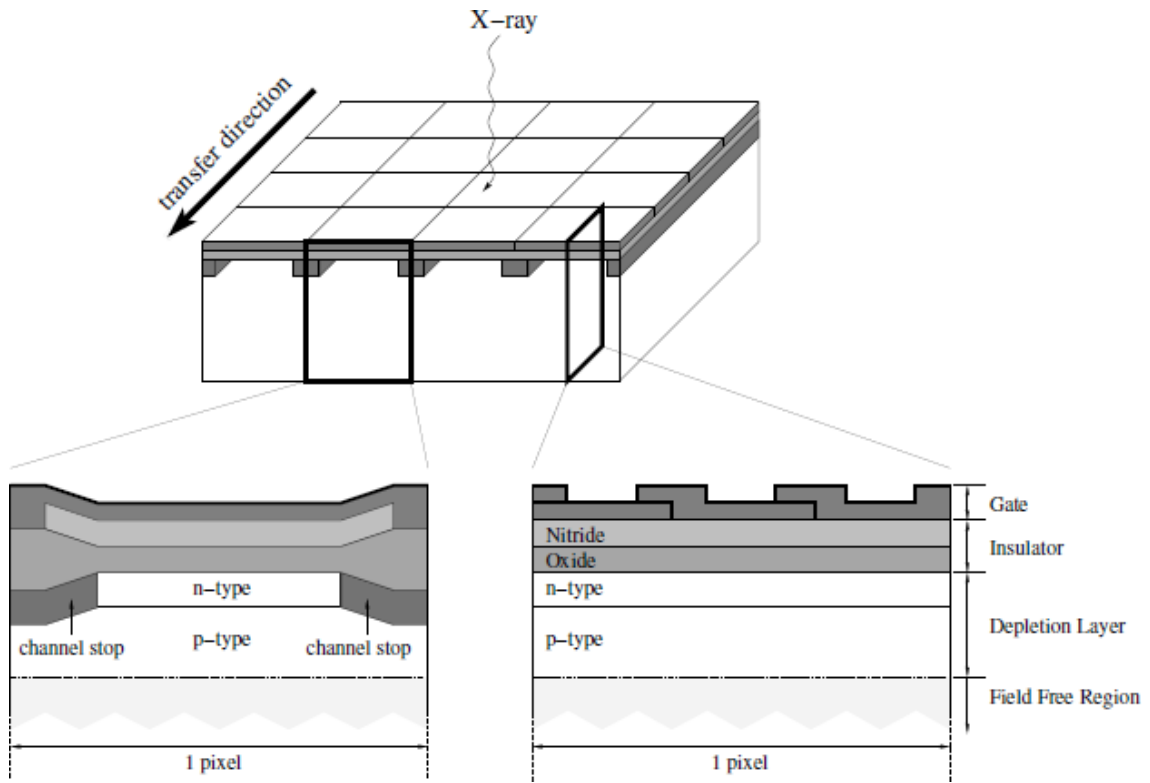


図 3.4: X 線検出器の断面図 (穴田修士論文 2005 より)。

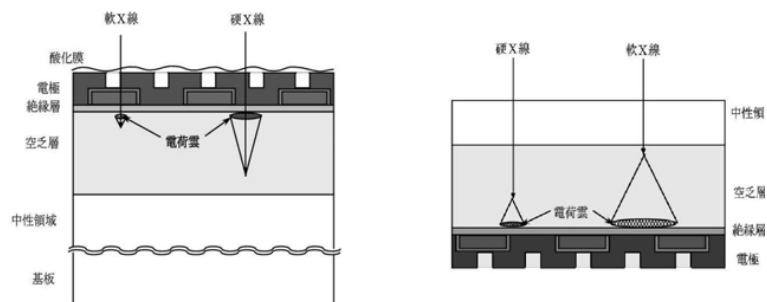


図 3.5: CCD の断面図 (東海林雅之修士論文 2004 より)。表面照射型 CCD(左) と背面照射型 CCD(右) を模式的に示したもの。

域のみを繰り返し読み出すことで、1 frame 当たりの露出時間を短くし、明るい天体でもパイルアップ¹ しないように観測することを目的としている。

3.4.4 Edit モード

1 つのイベントに対して出力する情報を決めるモードである。これは天体の明るさによって使い分ける。

- 5×5 モード: イベント中心 pixel の位置と、周囲の 5×5 全の波高値を送信する。
- 3×3 モード: イベント中心 pixel の位置と、周囲の 3×3 全の波高値を送信する。
- 2×2 モード: イベント中心 pixel の位置と 2 番目に波高値の高い pixel を含む 2×2 の pixel 波高値を送信する。

3.4.5 イベント抽出

- イベント

CCD フレーム上で、ある条件を満たす pixel の集まりのことである。その条件は、X 線データをできる限り取りこぼしなく抽出し、かつ荷電粒子等による X 線以外のデータをなるべく除去できるように定義する。イベントの条件は Clock モードによって異なる。

- Grade 判定法

Grade とは電子雲² の形状や拡がりパターン化し、分類したものである。全ての pixel の中に蓄えられた電荷がイベント閾値 (FI で 50ADU、BI で 20ADU) を越えた pixel を選び、さらにその pixel の電荷がその pixel を中心とする 3×3 pixel の中で最大であるものは、中心 pixel で X 線 (または荷電粒子) と CCD の相互作用があったとしてイベントとする。中心 pixel の周辺の 8 pixel について蓄えられた電荷が閾値 (スプリット閾値) を越えているかどうかで Grade に分類する。分類された Grade に従って、スプリット閾値を越えたピクセルの全て、もしくはその一部について電荷を足しあげて、入射 X 線のエネルギーを再現する。スプリット閾値を越えなかったピクセルの電荷は、ノイズ成分であるとして無視する。

XIS では Grade 0、2、3、4、6 を X 線に起源を持つイベント (X 線イベント) であるとし、それ以外のイベントは荷電粒子等のバックグラウンドと判定する (図 3.6)。宇宙線荷電粒子起源のイベントはその軌跡に沿って大きな電子雲を作るため、複数の pixel にまたがることになるので、Grade 7 に分類されて除去される。また、Grade 1 と 5 の広がり方は、電荷の洩れ出しではなく複数の X 線によるパイルアップと考えられるので取り除く。

¹入射 X 線の量が多いとき、1 回の露光時間内に複数の X 線が pixel に入射すると、電荷が足し合わされて 1 つのイベントとされてしまうこと。

²CCD の空乏層に X 線が入射すると光電吸収により Si の軌道上の電子がたたき出される。その飛び出した電子は高いエネルギーを持っており、周りの原子の持つ軌道電子をたたき出し、電子雲が形成される。

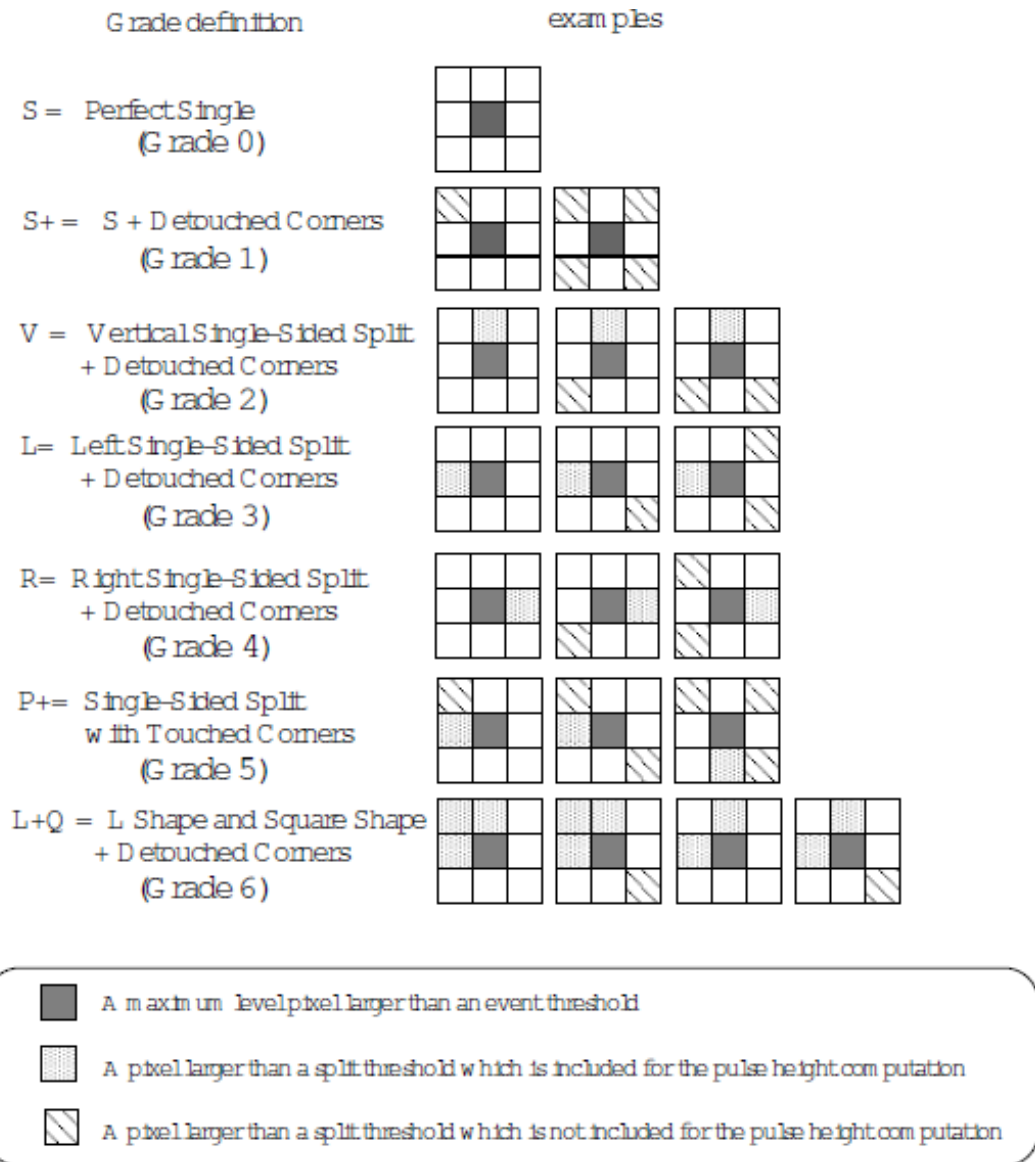


図 3.6: Grade の定義 (穴田修士論文 2005 より)。

3.4.6 電荷注入

転送経路に格子欠陥(トラップ)があると転送中の電荷の一部が吸収されて(トラップされて)電荷転送効率(Charge Transfer Efficiency; CTE)³が落ち、電荷が減少してしまう。CTEの劣化はエネルギー分解能を劣化させる。これを防ぐために電荷注入(Charge Injection; CI)機能を初めて採用されたのが「すざく」である。これは、あらかじめ人工的に電荷を注入して転送させ、トラップをそのときの電荷で埋めてしまい、その後転送されるX線起源の電荷がトラップされるのを防止する。これによってCTEを長時間維持できる。

3.5 Hard X-ray Detector(HXD)

10 keV よりも高いエネルギーのX線を観測するために開発されたのが、硬X線検出器(Hard X-ray Detector; HXD)である。HXDはXISと同時に観測だけでなく、広帯域を持つ大面積の全天モニター(Wideband All-Sky Monitor; WAM)としても機能しており、実際に多くのガンマ線バーストを検出している。

「すざく」に搭載されているHXDは、結晶シンチレータ・半導体検出器からなるセンサー部(HXD-S)、信号を処理するアナログ電子回路部(HXD-AE)、CPUを用いてデータを処理するデジタル電子回路部(HXD-DE)、電源を供給するユニット(HXD-PSU)、周辺機器の制御を行うユニット(HXD-PIM)の5つで構成されている。HXD-Sは、4×4のマトリックス上に配置された16ユニットのWell検出器(主検出器)と、その周りを取り囲む20ユニットのAnti検出器から構成されており、集光系を持たない非イメージング検出器として硬X線の観測を行うものである。図3.7にHXD-Sの構造を示す。

3.5.1 Well 検出器

Well型検出器の概要図を図3.8に示す。検出器は天体からのX線を検出する部分で、HXDに配置されている16本のユニット毎に、検出部にGSOシンチレータ、シールド部にシンチレータを光学的に組み合わせた井戸型フォスウィッチカウンタ⁴である。また、10–60 keVの硬X線領域で高い量子効率を達成するため、GSOの前にPIN型Si半導体検出器を置いているので、10–600 keVの広域の観測が可能となった。GSOはBGOの井戸の底に設置されているので、ガンマ線、荷電粒子、視野の外からのX線といったバックグラウンドはBGOによって効率的に除去されている。またBGO結晶の井戸により視野4.5°×4.5°のアクティブコリメータを持つが、これでは宇宙X線背景放射や他の天体の混入により、低エネルギー域で十分な感度を得られない。そのため、ファインコリメータと呼ばれるコリメータを挿入し、視野0.56°×0.56°をにまで絞り込んでいる。

これらのユニットを複眼配置することで大きな有効面積を得ることができるようになり、さらに隣合ったユニット間で反同時計数を取ることで、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っている。

³集積された電荷は転送され読み出されるが、転送途中で電荷の一部が失われるため、100%の電荷が読み出されるとは限らない。半導体中に不純物が存在すると、電子がそこでトラップされてしまう場合があり、転送中に電子群の一部が失われてしまう。これを表す量を電荷転送非効率(Charge Transfer Inefficiency; CTI)と定義し、電荷転送効率を $CTE=1-CTI$ と定義する。この値が1に近いほど性能のよいCCDといえる。

⁴蛍光時定数が異なる2種類のシンチレータを光学的につなぎ合わせ、そこからの信号を1つの光電子増倍管で読み出す検出器のことである。HXDではこれを井戸型に配置している。

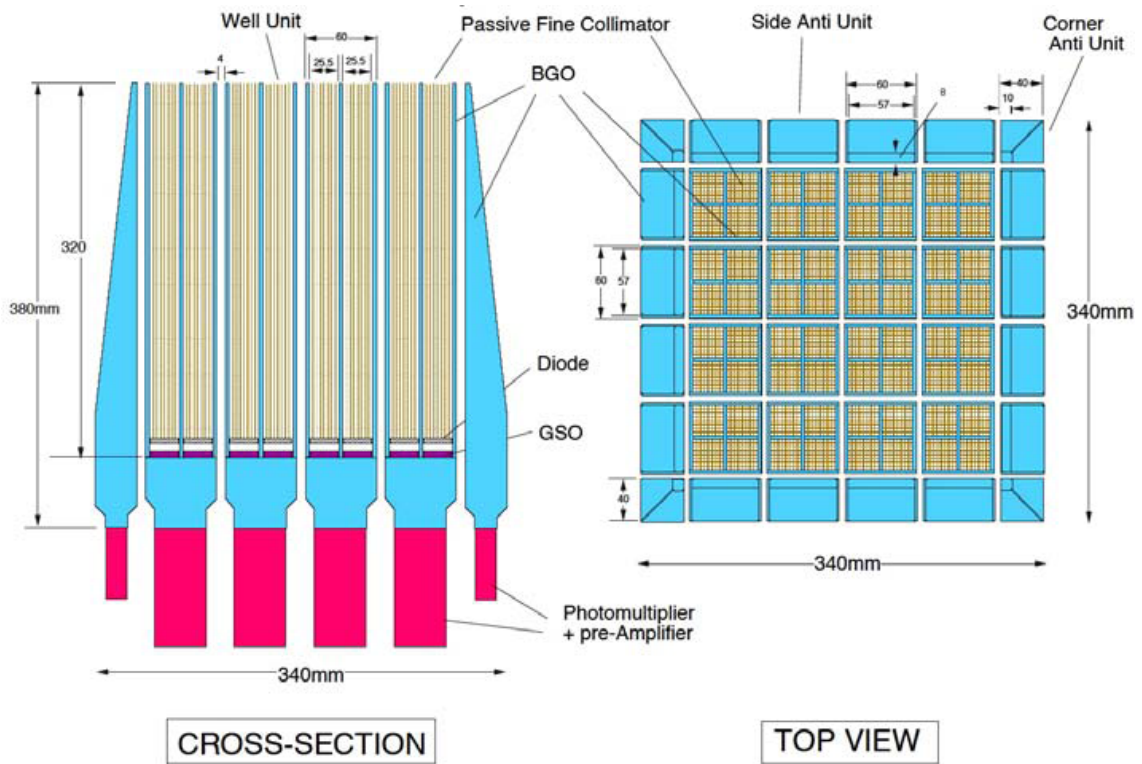


図 3.7: HXD-S の構造 (The Suzaku Technical Description より)

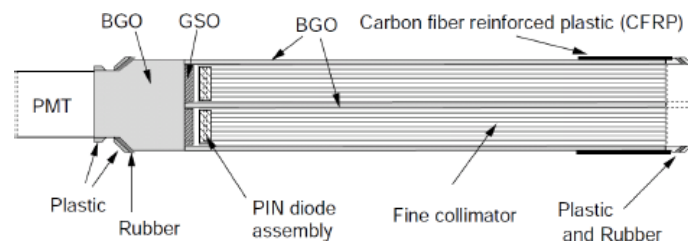


図 3.8: Well 検出器の概要図。

3.5.2 Anti 検出器

Anti 検出器は Well 検出器を取り囲むように配置されており、阻止能の高い BGO 結晶シンチレータで構成されているため、高エネルギー側のガンマ線や荷電粒子から Well 検出器を守るシールドの役割を持っている。Anti 検出器で生じた信号は、天体以外からの信号と分かるので、Well 検出器の信号との間で反同時計数を取ることで、バックグラウンドをより一層下げることができる。

Anti 検出器は巨大な構造をしており、典型的な厚み 4 cm があるため、1 MeV という高エネルギー領域でも約 400 cm² という大きな有効面積を持つことができる。さらに、その配置から常に全天を見渡すことができるので、宇宙空間で突発的に起こるガンマ線バースト検出器として用いるのにも都合が良い。また、トランジェント天体の全天モニターとして利用されている。

第4章 天体の選出と観測

4.1 天体の選出

2.2 節に示したように、これまでに SyXB は候補星も含め 10 天体発見されている。本研究の目的は、SyXB の X 線スペクトルの特徴、中性子星や降着円盤の物理量やその周囲に存在する高温コロナの状態について研究することである。XRB は時間変動が大きいため、これらを調べるためには広帯域の X 線データを同時取得する必要がある。しかし、*ROSAT* や「あすか」、*EXOSAT*、*XMM-Newton*、*Swift/XRT* による観測は、 ~ 10 keV 以下のデータまでしか取得することができず、高温コロナについて議論することができない。また、*BeppoSAX* や *INTEGRAL* の観測では、10 keV 以上のデータを取得することができるものの、低エネルギー側の統計が悪く、降着円盤などの物理について詳細に調べることが困難である。そこで、広帯域で統計のよい X 線スペクトルが取得可能な「すざく」で我々が観測もしくは 2012 年 12 月までにアーカイブになった観測天体全てを選出し解析を行った。「すざく」で観測の行われている SyXB は IGR J16194–2810、GX 1+4、IGR J16393–4643、4U 1954+31 と 4U 1700+24 である。表 4.1 にこれら 5 天体の過去の観測における 2 – 10 keV の光度 L_{2-10} 、推定した質量降着率 \dot{M} と天体までの距離 d を示す。質量降着率は、 $\dot{M}=LR/GM$ の式から、観測された X 線光度を用いて推定している。ここで、中性子星の半径 $R=10$ km、中性子星の質量 $M=1.4M_{\odot}$ としている。

表 4.1: IGR J16194–2810、GX 1+4、IGR J16393–4643、4U 1954+31 と 4U 1700+24 の 2 – 10 keV の光度 L_{2-10} 、推定した質量降着率 \dot{M} と天体までの距離 d

天体名	L_{2-10} (erg s ⁻¹)	\dot{M} (g s ⁻¹)	d (kpc)	「すざく」観測
IGR J16194–2810	$\leq 7 \times 10^{34}$ ¹	$\leq 3.8 \times 10^{14}$ ¹	3.7 ¹	我々が観測
GX 1+4	$10^{35} - 10^{37}$ ²	5.4×10^{16} ¹	4.3 ³	アーカイブ
IGR J16393–4643	1.2×10^{35} ⁴	6.4×10^{14}	~ 10 ^{4 5}	アーカイブ
4U 1954+31	4×10^{32} ⁶	$2.2 \times 10^{12} - 1.1 \times 10^{15}$ ¹	1.7 ⁶	アーカイブ
4U 1700+24	$2 \times 10^{32} - 2 \times 10^{34}$ ^{7 8}	$1.1 \times 10^{12} - 5.4 \times 10^{13}$ ¹	0.42 ⁷	我々が観測

¹Masetti et al. (2007) ²Chakrabarty & Roche (1997) ³Hinkle et al. (2006) ⁴Bodaghee et al. (2006) ⁵Chaty et al. (2008) ⁶Masetti et al. (2006) ⁷Masetti et al. (2002) ⁸Nagae et al. (2008)

4.2 観測

本研究で解析を行う 5 天体 IGR J16194–2810、GX 1+4、IGR J16393–4643、4U 1954+31、4U 1700+24 の過去に行われた観測について以下に述べる。

4.2.1 IGR J16194–2810

IGR J16194–2810 は NS と M2 型星 ($M_* \sim 1.3M_\odot$, $L_* \sim 550L_\odot$; Lang 1992, $R_* \sim 60 - 70 R_\odot$; Dumm & Schild 1998) との SyXB である。地球から 3.7 kpc 離れたところに存在している (Masetti et al. 2007)。この天体は 1990 年代に 1RXJ J161933.6–280736 として *ROSAT* で発見された (Voges et al. 1999)。0.1 – 2.4 keV の Flux は $F_{0.1-2.4} \sim 1.1 \times 10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ であった。これから地球からの距離を 3.7 kpc とした場合の光度は、 $L_{0.1-2.4} \sim 1.8 \times 10^{34} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ である。*INTEGRAL* の 2nd IBIS サーベイでは、20 keV 以上の硬 X 線をはじめ検出された (Bird et al. 2006; また、Bird et al. (2007) の 3rd IBIS サーベイも参照)。2002 年から 2006 年までの *INTEGRAL* の 20 – 100 keV の硬 X 線帯域における IBIS EXTRAGALACTIC サーベイと、2007 年 1 月 29 日と 2007 年 2 月 1 日の 2 回 *Swift* X-ray Telescope (XRT, 0.3 – 10 keV; Burrows et al. 2006) の軟 X 線帯域の観測が行われている。このとき、2 – 10 keV の Flux は、 $F_{2-10} \sim 4.4 \times 10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ であった (Bassani et al. 2006, Masetti et al. 2007)。これより X 線光度は $L_{2-10} \sim 7.2 \times 10^{34} \text{ erg s}^{-1}$ である。これまでの観測から、約 10 年間で光度の大きな変化は見られず、 $L \sim 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$ を一定に保っている。

Masetti et al. (2007) による 0.5 – 200 keV の X 線スペクトルの解析の結果、熱的コンプトン成分 (Titarchuk 1994) でスペクトルも最もよく再現されている。これから、中性子星の周辺に高温コロナが分布していると考えられている。各物理パラメータは、黒体放射の温度 $kT_0 \sim 0.63_{-0.07}^{+0.08}$ keV、高温コロナの電子温度 $kT_e \sim 7.6_{-1.6}^{+6.8}$ keV、コロナの光学的厚さ $\tau \sim 6.8_{-3.2}^{+2.3}$ であった。これらのパラメータから in't Zand et al. (1999) の計算方法を用いて中性子星表面からの黒体放射の放射半径を見積もったところ、 $R_{\text{BB}} \sim 1.4 \text{ km}$ と推定された。これから、中性子星表面の一部から種光子が放射されており、その大きさは降着柱の半径 ($R_{\text{col}} \sim 0.1R_{\text{NS}}$ (e.g., Hickox et al. 2004)) と同じくらいであると推定されている。推定された R_{BB} の大きさが一般的な中性子星の半径 10 km よりもかなり小さいことから、降着物質は磁場に沿って NS の両極に落ちていると考えられている (Masetti et al. 2007)。

Swift/XRT の 0.5 – 7 keV の光度曲線から、この天体では数 100 – 数 1000 sec のタイムスケールで時間変動が確認されている。3 – 7 keV と 0.5 – 3 keV の カウントレートの比 (hardness ratio) を取ったところ、hardness ratio には有意な変動は見られなかった。中性子星のパルス周期の探査も行われたが、パルスは検出はされなかった。パルス周期が観測されない理由として、天体を見込む角度 (Inclination angle) が小さいこと、中性子星の回転軸と磁軸がそろっていることなどが考えられている。また、中性子星の周囲に存在する高温コロナが中性子星からの放射を完全に逆コンプトン散乱しているため、中性子星の周期性がそもそもなまされているために現れないという主張もある (e.g., Titarchuk et al. 2002)。

図 4.1 は、軟 X 線帯域が *Swift*/XRT によるスペクトル、硬 X 線帯域が *INTEGRAL*/ISGRI で 2002 年 10 月から 2006 年 4 月まで観測した際の平均スペクトルである。スペクトルから明らかのように 1 keV 以下及び 10 keV 付近、また 20 keV 以上は精度の良い観測とはいえない。また、*Swift*/XRT と *INTEGRAL*/ISGRI のデータは同時期に観測されたものではない。そのため、軟 X 線と硬 X 線帯域の放射起源について詳細な議論ができていない。今回「すざく」で軟 X 線帯域から硬 X 線帯域までのデータを同時取得することにより、中性子星や降着円盤の放射や、高エネルギー側の放射起源となる高温コロナについて議論する。

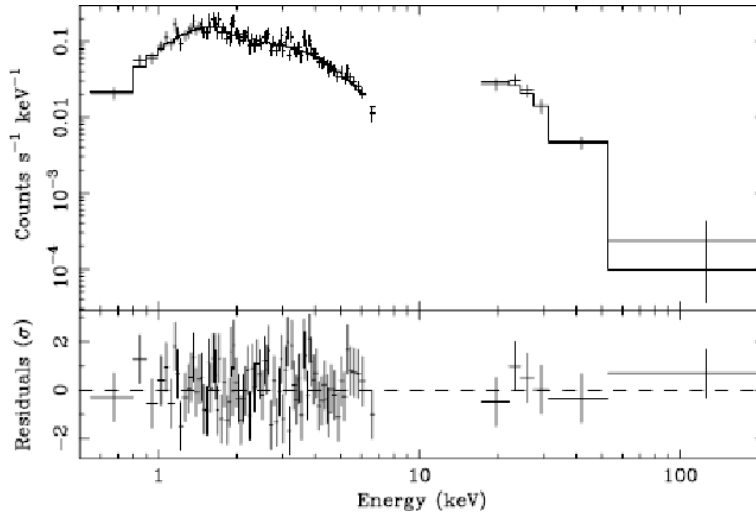


図 4.1: IGR J16194-2810 の *Swift* と *INTEGRAL* のスペクトル (Masetti et al. 2007)

4.2.2 GX 1+4

GX 1+4 は $M_{\text{NS}} \sim 1.35M_{\odot}$ の NS と $M_{*} \sim 1.2M_{\odot}$ の M6 型巨星との共生連星系である (Chakrabarty & Roche 1997)。M 型巨星からの恒星風によって中性子星に質量降着をしており、M 型巨星はロッシュローブを満たしていない (Hinkle et al. 2006)。Masetti et al. (2006) によって、GX 1+4 は LMXB の中でも SyXB に分類された。Chakrabarty & Roche (1997) の可視光と X 線の観測から、地球から天体までの距離は $d \sim 3 - 15$ kpc と見積もられ、その後 Hinkle et al. (2006) によって、 $d \sim 4.3$ kpc とより精密な距離が推定されている。本論文では、 $d \sim 4.3$ kpc を採用し、これ以降の解析で用いる。連星の軌道周期は、Cutler et al. (1986)、Pereira et al. (1999) らの X 線帯域での解析によって、 $P_{\text{orb}} \sim 304$ 日と主張されていたが、Hinkle et al. (2006) では、M 型巨星の赤外線放射速度の測定から、軌道周期は 1161 日と主張されており、304 日の軌道周期は棄却されている。*RXTE*/ASM による 1996 年 1 月から 2007 年 4 月の X 線の光度曲線から、数日から数年のタイムスケールで時間変動が見られたが、そのパワースペクトルから、Cutler et al. (1986) で報告されている 304 日や Hinkle et al. (2006) で報告されている 1161 日においてスペクトルにピークは見られなかった (Corbet et al. 2008)。したがって、GX 1+4 の軌道周期については、様々な報告がされているものの、よくわかっていない。

GX 1+4 は、1970 年代から現在にかけて中性子星の自転周期の spin-up と spin-down が観測されている (e.g., Makishima et al. 1988, Chacrabaty et al. 1997, González-Galán et al. 2012)。中性子星の自転パルス周期は、1970 年から 1980 年頃にかけて $P_s \sim 110 - 135$ s と変化しており、spin-up が観測されていた。ところが、1987 年の「ぎんが」の観測から現在にかけて長期に渡る spin-down が見られ、2010 年 2 月の *Fermi*/GBM による観測では $P_s \sim 158$ s の自転周期が検出されている。約 20 年で ~ 50 s 程度自転周期が遅くなっている。Makishima et al. (1988) や Dotani et al. (1989) では、spin-down は、M 型巨星からの恒星風が中性子星の自転の向きとは反対に回転する降着円盤を中性子星の周りに形成し、その降着円盤から質量降着が起こるからであると解釈されている。

Ferrigno et al. (2005) によって、*INTEGRAL* 衛星によって観測された 2004 年 2 月から 2004 年 3 月と 2004 年 9 月から 2004 年 10 月のデータのエネルギースペクトル解析が行われた。2004 年 2 月から 2004 年 3 月の 2 - 60 keV の Flux は $F_{2-60} \sim 1.7 \times 10^{-9}$ erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$ 、2004 年 9 月

から 2004 年 10 月の Flux は $F_{2-60} = 2.2 \times 10^{-9} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ であった。4 – 110 keV までのスペクトルは高エネルギー側で cutoff を受けたべき関数成分、または中性子星表面からの黒体放射を種光子とした逆コンプトン散乱成分のどちらかでスペクトルを再現することができた。これら 2 観測のスペクトルフィットから、べき関数成分の Γ や E_{cutoff} 、逆コンプトン散乱成分の高温コロナの電子温度 T_e や光学的厚さ τ の値が変化したと報告されている。また、6.5 – 6.8 keV には、電離した鉄の K 輝線も検出されている。

4.2.3 IGR J16393–4643

IGR J16393–4643 は、「あすか」によって最初に発見され、AX J163904–4642 として *ASCA* Faint Source Catalog にリストアップされている (Sugizaki et al. 2001)。power law のべきは $\Gamma = -0.01_{-0.60}^{+0.66}$ 、銀河系の星間吸収 $N_{\text{H}} = 13_{-7}^{+9} \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ 、0.7 – 10 keV の Flux は $F_{0.7-10} \sim 2.0 \times 10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ であった。*INTEGRAL* IBIS/ISGRI により、20 – 100 keV までの銀河面サーベイでも発見されており、Galactic Plane Ssurvey Catalog にリストアップされている (Bird et al. 2004)。「あすか」の観測から、銀河系の星間吸収量が大きいこと、power law のべきが小さいことから、HMXB であると考えられている (Sugizaki et al. 2001, Combi et al. 2004) が、Combi et al. (2004) はまた、マイクロクェーサーであるとの主張もしている。

Bodaghee et al. (2006) では *INTEGRAL*/ISGRI と *XMM-Newton* の観測データの解析が行われた。これらのデータから、中性子星の自転パルス周期 $P \sim 912 \pm 0.1 \text{ s}$ が検出された。*INTEGRAL*/ISGRI と *XMM-Newton*/EPIC のスペクトルの同時フィットから、中性子星からの黒体放射を種光子とした逆コンプトン散乱成分でフィットした際の銀河系の星間吸収は、 $N_{\text{H}} = (25 \pm 2) \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ 、吸収補正した 2 – 10 keV の Flux は、 $F_{2-10} \sim 9.2 \sim 10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ であった。地球からの距離を、典型的な X 線パルサーの距離 (銀河中心までの距離) $d = 10 \text{ kpc}$ と仮定した場合、吸収補正した 2 – 10 keV の X 線光度は $L_{2-10} \sim 1.2 \times 10^{36} \text{ erg s}^{-1}$ である。

Thompson et al. (2006) では、2004 年 7 月、2005 年 10 月から 11 月、2006 年 2 月の *RXTE* の観測データの解析が行われた。中性子星の軌道周期は $P_{\text{orb}} \sim 3.7$ 日と推定された。 $P_{\text{orb}} \sim 3.7$ 日の軌道周期と $P \sim 912 \text{ s}$ の自転パルス周期から、自転周期と軌道周期をプロットすることにより XRB の分類をした Corbet diagram (e.g., Corbet 1986, Mason et al. 2009) を用いると、恒星風によって質量降着をしている Supergiant X-ray binary (SGXRB) に属する。図 4.2 に Corbet diagram を示す。Chaty et al. (2008) の可視光と中間赤外線 SED フィットから、恒星は BIV-V のスペクトル型を示していると報告されており、IGR J16393–4643 は、恒星が BIV-V の HMXB であると主張されている。これから、天体までの距離は $d = 10.6 \text{ kpc}$ と推定されている。また、Bodaghee et al. (2012) の赤外線による観測では、 $d \sim 12 \text{ kpc}$ であると推定されている。Corbet et al. (2010) の *Swift*/BAT の 2005 年 2 月と 2010 年 4 月、*RXTE*/PCA の 2004 年 6 月から 2010 年 4 月の観測データによる光度曲線の解析の結果、中性子星の軌道周期は $P_{\text{orb}} \sim 4.2$ 日であるとわかっており、Thompson et al. (2006) と同程度の結果が得られている。一方で、Nespoli et al. (2010) の K バンドのスペクトル解析では、恒星は K/M 型巨星であり、IGR J16393–4643 は SyXB であると主張されている。また、軌道周期は $P_{\text{orb}} \sim 50.2$ 日であると主張され、Thompson et al. (2006) や Chaty et al. (2008) と異なる結果となっている。このように、IGR J16393–4643 については、様々な物議がなされており、詳しく理解のされていない天体である。

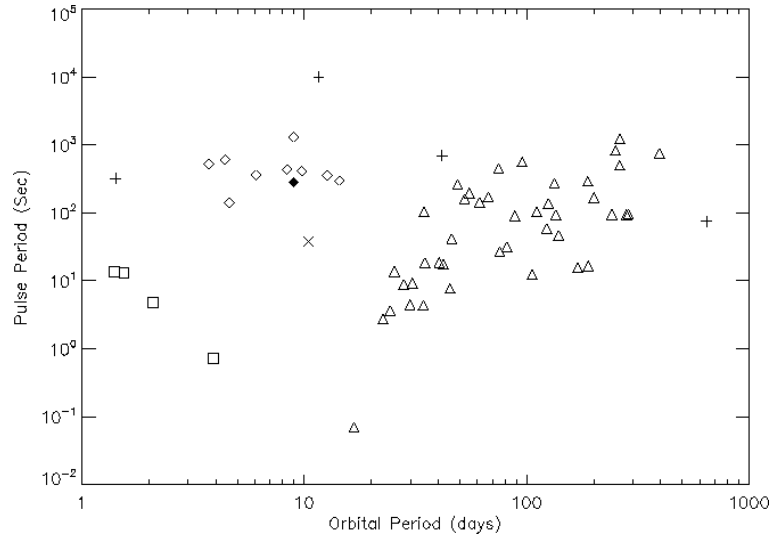


図 4.2: Corbet diagram(Mason et al. 2009)。 がロッシュローブを満たすことにより質量降着をしている Supergiant XRB (SGXRB)、△ が Be/X 連星系、◇ は恒星風によって質量降着をしている SGXRB、+ は anomalous system である。

4.2.4 4U 1954+31

4U 1954+31 は 1970 年代に *Uhuru* 衛星と *Ariel* 衛星によって観測された (Forman et al. 1978, Warwick et al. 1981)。その当時は、2 – 10 keV の平均 Flux は $F_{2-10} \approx 2 \times 10^{-10} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ であった (Warwick et al. 1981)。Masetti et al. (2006) によって中性子星と M4–5 型巨星の SyXB であると報告された。可視光のスペクトルから絶対等級を見積ることにより、地球からの距離は $d = 1.7 \text{ kpc}$ であると推定された。Corbet et al. (2006, 2008) では、*Swift*/BAT の 2004 年 12 月 11 日から 2005 年 9 月 20 日までの観測から、中性子星のパルス自転周期は $\sim 5 \text{ hr}$ であったと報告されている。Mattana et al. (2006) では、*Swift*, *INTEGRAL*, *BeppoSAX*, *RXTE*/ASM の観測データの解析が行われた。広帯域 X 線スペクトルの解析の結果、 $N_{\text{H}} \sim 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ の強い星間吸収を受けており、3 keV 以下は温度 $T_{\text{BB}} \sim 0.1 \text{ keV}$ 程度の中性子星表面からの黒体放射と cutoff エネルギーが $E_{\text{cutoff}} \sim 15 \text{ keV}$ の高エネルギー側で cutoff を受けたべき関数でスペクトルを再現することができたと報告されている。さらに、*INTEGRAL* の観測から、 $\sim 5 \text{ hr}$ の中性子星のパルス自転周期が確認されている。

Masetti et al. (2007a) では、1983 年 10 月と 1985 年 6 月の *EXOSAT* (1 – 15 keV)、1993 年 4 月の *ROSAT* (0.1 – 2 keV)、1997 年 12 月の *RXTE* (2.5 – 100 keV)、1998 年 3 月の *BeppoSAX* (0.2 – 150 keV)、2006 年 4 月の *Swift*/XRT (1.8 – 8.5 keV) の観測データのスペクトル解析が行われた。*ROSAT* を除く 2 – 10 keV の光度は順に、 $L_{2-10} \sim 1.8 \times 10^{35}$ 、 3.4×10^{34} 、 7.9×10^{34} 、 5.2×10^{34} 、 $5.2 \times 10^{34} \text{ erg s}^{-1}$ であった。また、*Ariel* 衛星の観測から推定された 2 – 10 keV の光度は $6.9 \times 10^{34} \text{ erg s}^{-1}$ であり、これらの観測から、常に $L \sim 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$ と低光度状態を保っていることがわかる。その X 線スペクトルは、中性子星表面からの黒体放射が周辺に存在する高温コロナによって逆コンプトン散乱された成分で再現することができている。しかし、*BeppoSAX* の観測データでは、逆コンプトン散乱成分単体ではスペクトルを再現することができていない。低エネルギー側の放射起源は、逆コンプトン散乱が電離した吸収体によって一部吸収を受けた成分と $T \sim 0.07 \text{ keV}$ の高温ガスからの放射 (e.g., Mewe et al. 1985) によって再現でき、この低エネルギー側の超過成分は降着円盤からの多温度黒体放射や中性子星からの黒体放射では再現でき

ないと報告されている。また、in't Zand et al. (1999) による放射領域の計算式から、中性子星表面からの黒体放射の放射領域のスケールを見積もったところ、 $R_{\text{BB}} \sim 0.6 - 1.6 \text{ km}$ であり、中性子星表面の一部から放射が起こっていると解釈されている。このスケールは、降着柱の半径 $R_{\text{col}} \sim 1 \text{ km}$ (e.g., Hickox et al. 2004) にほぼ等しい。これは、恒星からの降着物質は、中性子星の磁場に沿って中性子星の磁極へと流れ込んでいることを示唆している。

その後、Fürst et al. (2011) や Marcu et al. (2011) らによって、2008 年の *INTEGRAL*/ISGRI のアウトバースト時の観測データの解析が行われ、自転パルス周期は $P \sim 5.3 \text{ hr}$ であった。Corbet et al. (2006, 2008) の結果と比較して、2005 年から 2008 年にかけて中性子星の自転周期の spin-down が確認されている。Marcu et al. (2011) による *INTEGRAL*/JEM-X (3 – 30 keV) と ISGRI(20 – 80 keV) のスペクトル解析の結果、中性子星表面からの黒体放射を種光子とした逆コンプトン散乱成分でよくスペクトルを再現することができたと報告されている。その際の各パラメータは、 $N_{\text{H}} = 3.9_{-2.2}^{+6.7} \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ 、 $kT_0 = 0.9_{-0.9}^{+0.4} \text{ keV}$ 、 $\tau = 4.2 \pm 0.7$ 、 $kT_e = 7.5_{-0.4}^{+0.5} \text{ keV}$ であった。2 – 10 keV の吸収補正した Flux と光度はそれぞれ $F_{2-10} \sim 9.1_{-2.0}^{+2.7} \times 10^{-10} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 、 $L_{2-10} \sim 3.1 \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$ であった。

4.2.5 4U 1700+24

4U 1700+24 は NS と M2 型巨星の SyXB である。地球から 420 pc 離れたところに存在しており (Galloway et al. 2002, Masetti et al. 2002)、現在発見されている SyXB の中で地球の最も近傍に存在している。4U 1700+24 は、*EXOSAT*、*ROSAT*、「あすか」、*RXTE*、*BeppoSAX*、*XMM-Newton* そして「すざく」により観測され、解析が行われている。

Masetti et al. (2002) では、1985 年 3 月の *EXOSAT* (1 – 10 keV)、1992 年 3 月の *ROSAT* (0.1 – 2 keV)、1995 年 3 月の「あすか」(0.6 – 10 keV)、1997 年 2 月と 11 月の *RXTE* (3 – 20 keV, 3 – 100 keV)、1998 年 3 月の *BeppoSAX* (0.1 – 30 keV) の観測データの解析が行われた。*ROSAT* を除く各観測における 2 – 10 keV の X 線光度は順に $L_{2-10} \sim 2.72 \times 10^{32} \text{ erg s}^{-1}$ 、 $5.45 \times 10^{32} \text{ erg s}^{-1}$ 、 $1.67 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$ 、 $1.01 \times 10^{34} \text{ erg s}^{-1}$ 、 $2.07 \times 10^{32} \text{ erg s}^{-1}$ であった。これら観測データから、スペクトルは、1 keV 以下の超過成分は温度 $T_{\text{BB}} \sim 1 \text{ keV}$ 程度の中性子星表面からの黒体放射、高エネルギー側は黒体放射が周辺に存在する高温のコロナによって逆コンプトン散乱された成分でスペクトルで再現できると報告されている。1997 年 11 月の *RXTE* による観測では、アウトバーストが起こっている。この観測時期では、100 keV までのスペクトルが検出されており、他の観測時期のデータに比べ、高温コロナの温度は高く、光学的厚さは小さくなっている。スペクトルから推定された中性子星表面からの黒体放射の放射半径は $R_{\text{BB}} \sim 50 - 170 \text{ m}$ であった。M 型巨星からの物質は、中性子星表面の一部に降着していることを示唆している。これは、中性子星の磁場が強いため、降着柱が形成され、中性子星の磁力線に降着物質が捕らえられ、中性子星の両極に流れ込むからであると考えられている。しかし、4U 1700+24 はパルス周期が検出されていない。パルスは、中性子星の回転軸と磁軸に傾きが生じることにより発生する。4U 1700+24 は、中性子星の回転軸と磁軸がそろっているため、または、回転軸と磁軸のなす角度が小さいため ($\approx 20^\circ$) パルスを検出されなかったと解釈されている。

Tiengo et al. (2005) によって、2002 年 8 月の *XMM-Newton* の観測データの解析が行われた。0.3 – 12 keV の X 線スペクトルは、温度 $T_{\text{BB}} \sim 1.4 \text{ keV}$ の中性子星表面からの黒体放射とこれを種光子とした逆コンプトン散乱成分、さらに、低エネルギー側に幅の広い輝線を加えることによって再現することができたと報告されている。しかし、この低エネルギー側の波長域において、特徴的な強い輝線成分は確認されていないため、低エネルギー側の超過成分は輝線成分で正しいかどうかは不明である。

Nagae et al. (2008, 博士論文) では、2002年8月、2003年3月、2003年8月に *XMM-Newton* (0.3 – 10 keV)、2007年8月に「すざく」(0.3 – 20 keV) によって観測されたデータの解析が行われた。地球からの距離を 420 pc と仮定した場合のそれぞれの観測における光度は、順に $L \sim 1.6 \times 10^{34}$ 、 5.2×10^{33} 、 7.0×10^{33} 、 1.8×10^{32} erg s⁻¹ であった。5年間で光度が100倍程度変化していることがわかる。X線スペクトルは、1 keV以下の超過成分は、降着円盤の多温度黒体放射または降着流を種光子とした逆コンプトン散乱、1 keV以上の高エネルギー側は中性子星表面からの黒体放射を種光子とした逆コンプトン散乱で再現することができたと報告されている。中性子星表面の黒体放射の放射半径は、光度の変化に比例して $R_{\text{BB}} \sim 45 - 240$ m と変化していると報告されている。一方で、黒体放射の温度はほぼ $T_{\text{BB}} \sim 1$ keV と一定であった。 T_{BB} よりも R_{BB} は光度に強く依存していることを示唆している。図 4.3 に 4U 1700+24 の *XMM-Newton* と「すざく」のスペクトルを示す。緑が2002年8月、黒が2003年3月、赤が2003年8月に *XMM-Newton*、青が2007年8月に「すざく」によって観測されたスペクトルをそれぞれ示している。Fluxが高くなるにつれてスペクトルが高エネルギー側に伸びている。また、黒体放射のピークが2 keV付近(温度 ~ 1 keV)に見られる。

「すざく」の観測データは、Nagae et al. (2008, 博士論文) によってすでに解析は行われているが、他の SyXB とのスペクトルの系統的な比較を行うため、再解析を行った。

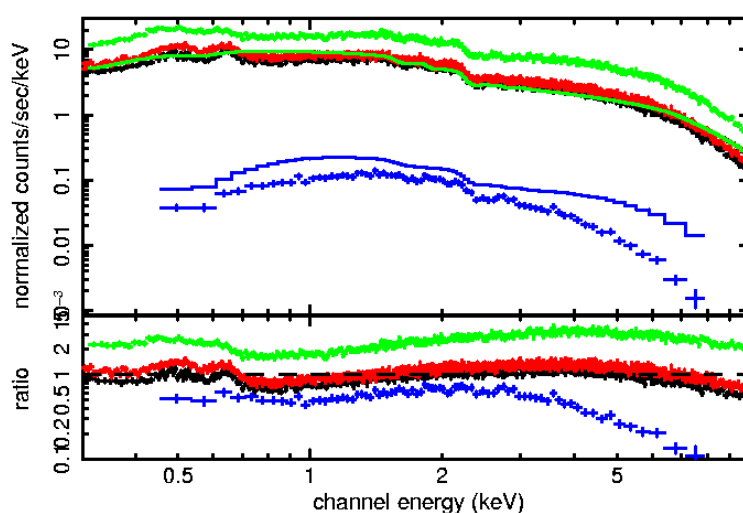


図 4.3: 4U 1700+24 の *XMM-Newton* と「すざく」のスペクトルを power-law($\Gamma \sim 1$) でフィットした図。全てのパラメータは同じにしてあるが、「すざく」のデータのみは見やすくするために Flux を 10 倍にして表示してある (Nagae, private communication)。

第5章 解析と結果

5.1 データ

本論文では、IGR J16194–2810、GX 1+4、IGR J16393–4643、4U 1954+31、4U 1700+24 の「すざく」衛星による観測データを扱う。表 5.1 に各天体の「すざく」衛星による観測ログを示す。

「すざく」衛星によって観測されたデータは宇宙科学研究所の DARTS(data archives and transmission system) と呼ばれるデータアーカイブに保存されている。配布されているデータの中には検出器からの観測データ (Observation data) だけでなく衛星の状態を記述したデータ (House Keeping data)、衛星の姿勢について記述したデータ (Attitude data)、衛星の軌道について記述したデータ (Orbital data)、時刻付けに関するデータ (time data) 等が存在する。

表 5.1: 「すざく」衛星による IGR J16194–2810、GX 1+4、IGR J16393–4643、4U 1954+31 と 4U 1700+24 の観測ログ

観測天体	観測日時	Exposure (ksec)	XIS edit モード	Clock モード	nominal position
IGR J16194–2810	2009 年 2 月 5 日 – 2 月 6 日	46	3x3, 5x5	Normal	HXD nominal
GX 1+4	2010 年 10 月 12 日 – 10 月 14 日	100	3x3, 5x5	Normal	HDX nominal
IGR J16393–4643	2010 年 3 月 12 日 – 3 月 14 日	50	3x3, 5x5	Normal	XIS nominal
4U 1954+31	2011 年 10 月 23 日 – 10 月 24 日	60	3x3, 5x5	Normal	XIS nominal
4U 1700+24	2007 年 8 月 22 日 – 8 月 23 日	50	3x3, 5x5	Normal	HXD nominal

5.1.1 XIS のデータ処理

観測データには、地球を見ている時間帯や SAA¹ 等の不必要なデータが含まれている。これらの不要なデータを除いたものが cleaned event である。XIS の場合は次の条件を満たしたものを cleaned event としている。

- 観測された X 線イベントのうちグレードが 0、2、3、4、6 に判定されるイベント
- 観測されたイベントのうち、X 線が入射していないときに信号を出す pixel(hot pixel や flickering pixel と呼ぶ) と電荷転送効率の悪いコラムを除いたイベント
- 観測している時間のうち、SAA 中と SAA 通過後 256 秒以内の時間帯を除いた時間帯
- 観測している時間のうち、地球の縁からの角度が 5 度以上で地球の昼と夜の境目からの角度が 20° 以上の方向を向いている時間帯

観測データは cleaned event ファイル、解析ソフトは HEASOFT 6.10 を用いた。また、検出器の較正情報 Calibration Database (CALDB) は 2012 年 4 月 1 日現在で最新のデータを用いた。

¹南大西洋地磁気異常帯の略。南大西洋上空のバンアレン帯が地表に最も接近している領域。荷電粒子によるイベントが多くなる。

5.1.2 XIS による画像

xselect 2.4 を用いて、XIS 0 の cleaned event ファイルを読み込み、各天体の 2 – 10 keV の画像を作成した。表 5.2 に天体とバックグラウンドの中心座標と半径を示す。図 5.1 は XIS 0 を用いて観測した 各天体の 2 – 10 keV のエネルギー帯の画像で、以下の解析に用いた天体の領域を緑の円で囲んだもの範囲指定したものを示している。GX 1+4 のバックグラウンドは図 5.1 に示したように範囲を指定した。XIS 1 と XIS 3 についても同様の領域を指定し、解析に用いた。

表 5.2: 解析に用いた領域

天体名	領域	中心座標 ^{*a}		半径 (分角)	Note ^{*b}
		赤経	赤緯		
IGR J16194-2481	天体領域	16:19:32.847	-28:07:45.88	2.7	+
	バックグラウンド領域	16:19:32.847	-28:07:45.88	3.3	-
		16:19:32.847	-28:07:45.88	5.0	+
GX 1+4	天体領域	17:32:01.207	-24:44:41.74	4.0	+
IGR J16393-4643	天体領域	16:39:04.917	-46:42:28.25	4.0	+
	バックグラウンド領域	16:39:04.917	-46:42:28.25	4.0	-
		16:39:04.917	-46:42:28.25	6.0	+
4U 1954+31	天体領域	19:55:42.704	+32:05:47.44	4.0	+
	バックグラウンド領域	19:55:42.704	+32:05:47.44	4.0	-
		19:55:42.704	+32:05:47.44	6.0	+
4U 1700+24	天体領域	17:06:34.473	+23:58:16.93	3.5	+
	バックグラウンド領域	17:06:34.473	+23:58:16.93	3.5	+
		17:06:34.473	+23:58:16.93	5.0	-

*a 天体の中心位置は画像のピークから決めた。中心座標は赤道座標 (J2000) で示す。

*b ”+” はデータから抽出した領域、“-” はデータから差し引いた領域を示す。

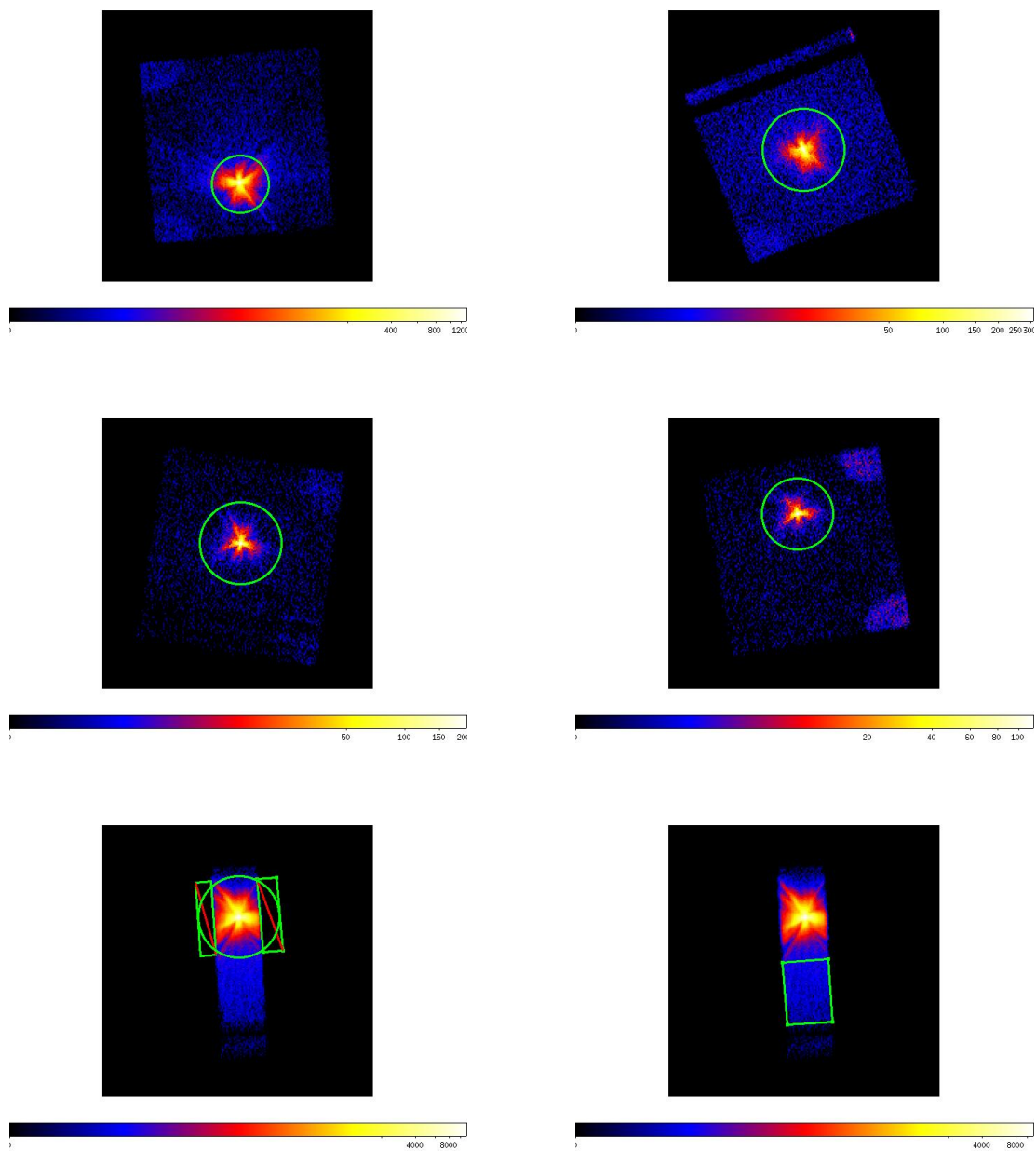
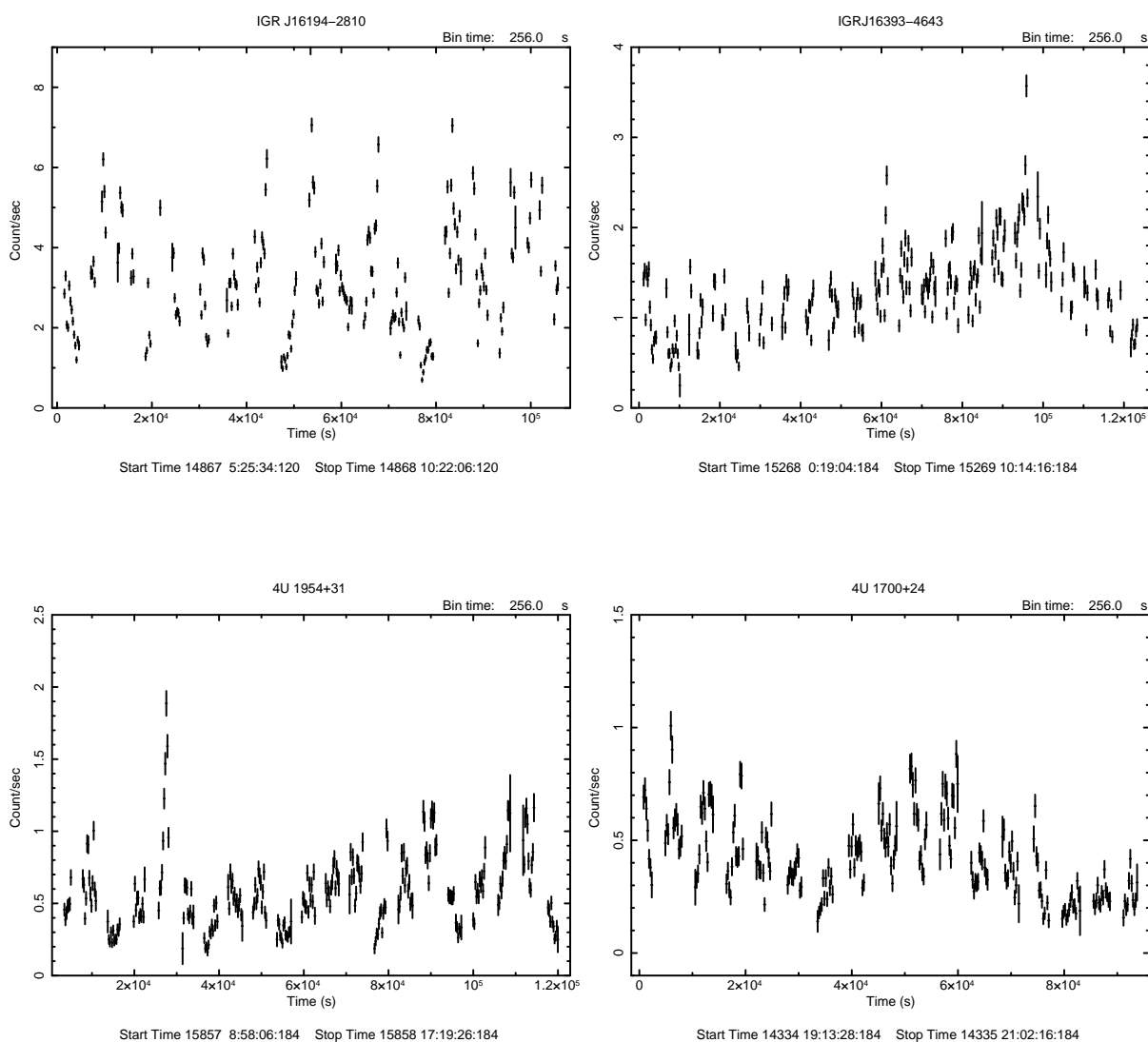


図 5.1: IGR J16194-2810(上段左)、IGR J16393-4643(上段右)、4U 1954+31(中段左)、4U 1700+24(中段右)、GX 1+4 の天体領域 (下段左) と GX 1+4 のバックグラウンド領域 (下段右) を示したもの。緑の線で囲まれた部分が各領域を示している。赤の線を引いた領域はデータから差し引いた領域を示す。

5.1.3 XIS による光度曲線

天体の光度曲線を作成することで、5天体の時間変動を調べた。xselect 2.4 を用いて、XIS 0、1、3 の全てのイベントファイルを読み込み、2 – 10 keV のエネルギー帯域の光度曲線を作成した。さらに、lcurve 1.0 を使用してカウントレートの時間変化を調べた。図 5.2 に各天体の全 XIS を足した 2 – 10 keV の光度曲線の時間変化を示す。データの抜けているところは、衛星が SAA を通過している時間帯か、または、地触が起きているからである。また、天体の XIS 0、1、3 の平均のカウントレートと天体からバックグラウンドを引いた XIS 0、1、3 の平均のカウントレートを表 5.3 に示す。各天体共に、数 100 秒という短いタイムスケールで 2 倍以上の大きな時間変動が見られる。



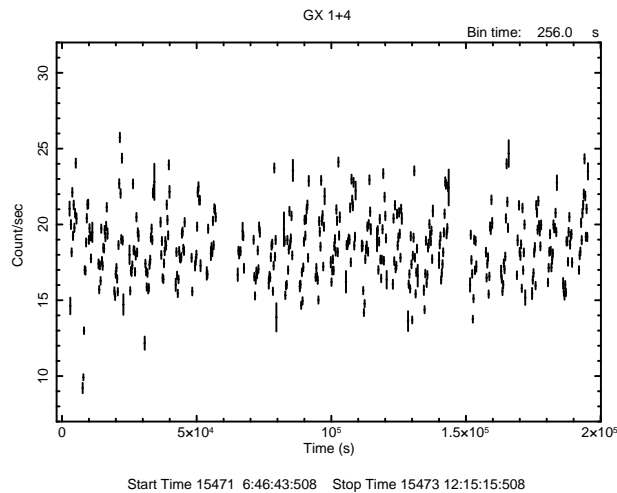


図 5.2: 各天体の XIS 0、1、3 を足し合わせた 2 – 10 keV の光度曲線。1 bin あたり 256 sec にまとめている。

表 5.3: 5 天体についての天体と天体からバックグラウンドを差し引いた XIS 0、1、3 の平均のカウントレート、バックグラウンドの寄与。

天体名	source (cts/s)	source – background (cts/s)	background の寄与 (%)
IGR J16194–2810	1.07	1.02	4
IGR J16393–4643	0.42	0.36	15
4U 1954+31	0.19	0.17	15
4U 1700+24	0.14	0.12	15
GX 1+4	6.02	5.90	2

5.1.4 XIS のパワースペクトルの作成

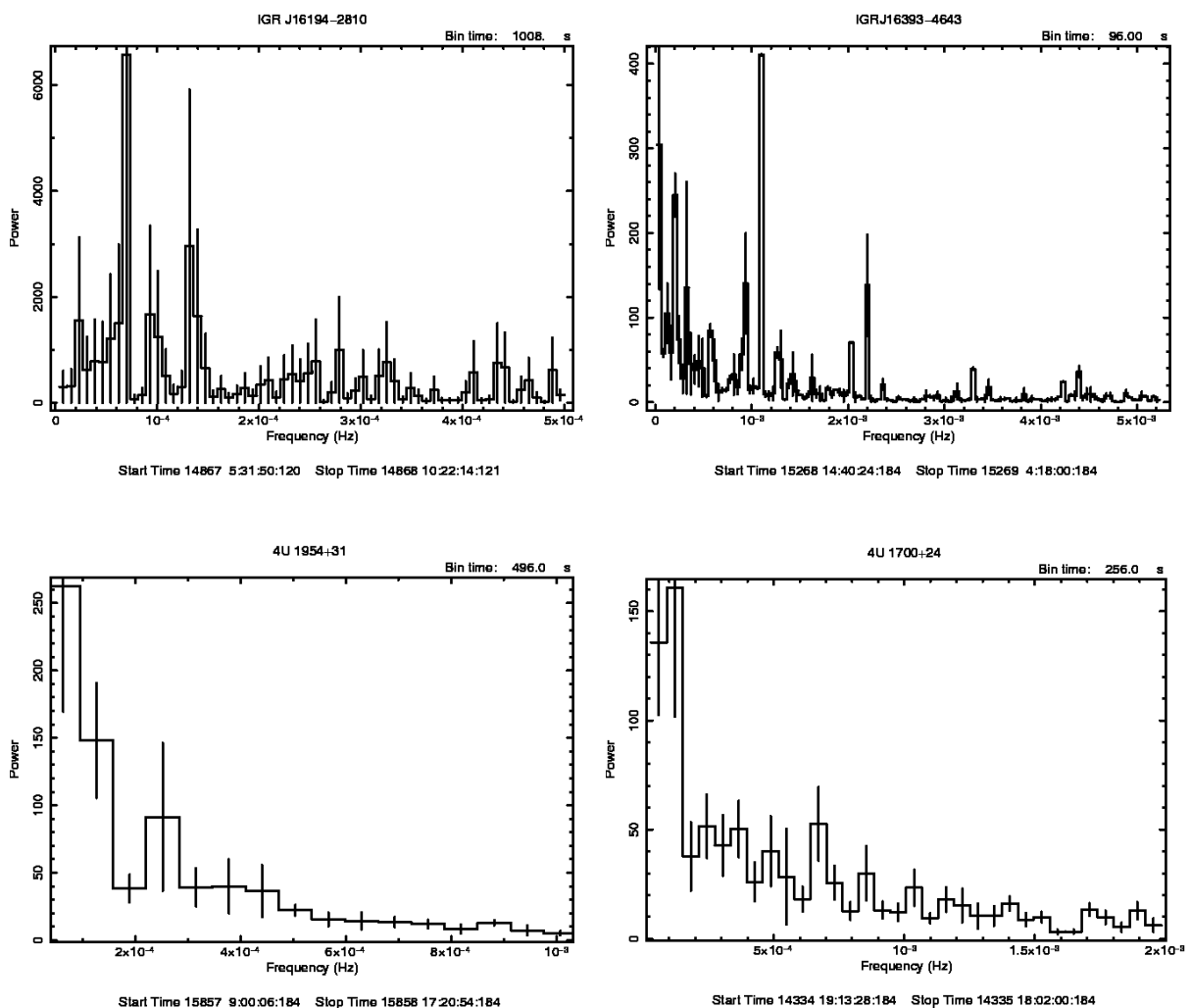
パワースペクトルとは、横軸に周波数、縦軸にパワーをプロットしたものである。光度曲線に周期的な変動がある場合、パワースペクトルをプロットした際に、特定の周波数にピークが見られる。各天体の光度曲線からパワースペクトルを作成し、中性子星の自転周期の探査を行った。まず、xselect 2.4 を用いて、XIS 0、1、3 の全てのイベントファイルを読み込み、XIS 0、1、3 を足し合わせた全エネルギー帯域 (0.2 – 12 keV) の光度曲線を作成した。

パワースペクトルを作成する前に、軌道ファイルを用いて先に作成した光度曲線の時刻補正を行う必要がある。衛星が軌道によって位置を変える効果を打ち消すために時刻を地球中心の値に変換し (Geocentric correction)、さらに観測時期による違いを打ち消すために太陽中心での時刻に補正 (Heliocentric correction) を行う。周期の速いパルサーの自転周期について他の時期の観測と比較するためには、さらに惑星の運動を全て加味した太陽系重心への変換 (Barycentric correction) が必要となる。今回、FTOOL の aebarycen を用いて軌道ファイルと各天体の中心座標を RA (Right Ascension), DEC (Declination) で指定することで光度曲線の時刻補正を行った。天体の中心座標は、HEARSARC の Web-based Tools 内にある Coordinate Converter で調べることができる。今回、赤道座標 (J2000) の値を用いた。さらに、powspec 1.0 で時刻補正を行った光度曲線を読み込み、各天体のパワースペクトルを作成した。図 5.3 に全 XIS の全エネルギー帯域のパワースペクトルを示す。

GX 1+4 と IGR J16393–4643 は過去の観測から自転周期がそれぞれ $P_s \sim 157$ s と 912 s と

わかっている。これらの観測結果を参考に、GX 1+4 は $\sim 1.5 \times 10^{-2}$ Hz, IGR J16393-4643 は $\sim 5 \times 10^{-3}$ Hz を含むパワースペクトルを作成した。その結果、GX 1+4 と IGR J16393-4643 のパワースペクトルでは特徴的なピークが見られ、それぞれおよそ 6.25×10^{-3} Hz, 1.1×10^{-3} Hz とわかり、およその自転周期は $P_s \sim 160$ s, 909 s であった。4U 1954+31 は過去の観測から $P_s \sim 5$ h と報告されているが、この時間帯でパワースペクトルを作成したところ、観測時間が約 1 日と短く、データの統計が悪いため、自転周期を検出することはできなかった。図 5.3 に、 $\sim 10^{-3}$ Hz までのパワースペクトルを示しているが、パワースペクトルから特徴的なピークは見られない。

IGR J16194-2810、4U 1700+24 は、過去の観測から自転周期は検出されていない。そのため、1 bin あたりおよそ 100 - 1000 s の間でパワースペクトルを作成し、自転周期の探査を行った。IGR J16194-2810 の解析の結果、図 5.3 に示すように、1 bin あたりおよそ 1000 s のときに $\sim 7 \times 10^{-5}$ Hz 付近にピークのようなものが見られた。一方、4U 1700+24 はパワースペクトルに特徴的なピークは見られなかった。また、1 bin あたりの値を大きくすると、データの統計が悪くなり、自転周期を調査することはできなかった。パワースペクトルに特徴的なピークは現れず、中性子星の自転周期は定まらなかった。Masetti et al. (2002) では、回転軸と磁軸が一致しているか、または回転軸と磁軸の傾きが 20° 以下と小さいため検出されなかったと報告されている。また、Titarchuk et al. (2002) や Torrejon et al. (2004) らによって報告されているように、高温コロナによる逆コンプトン散乱により自転周期がなまされている可能性もある。



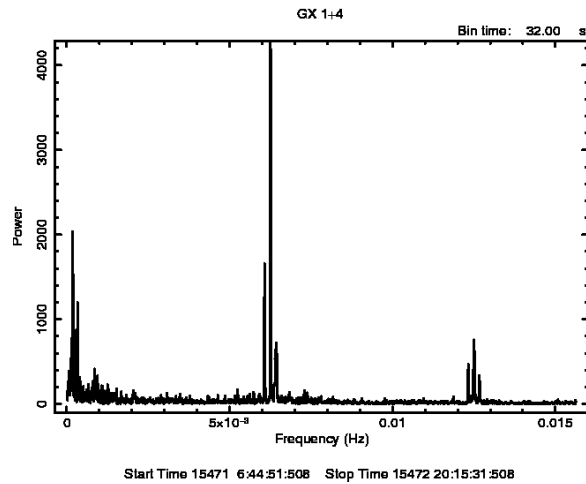


図 5.3: 各天体の XIS 0、1、3 を足し合わせた XIS の全エネルギー帯域のパワースペクトル。

5.1.5 XIS エネルギースペクトルの作成

エネルギースペクトルとは、横軸にエネルギー、縦軸に検出された光子数や強度をプロットしたものである。5.1.2 節の画像の中で選択した天体領域とバックグラウンド領域から `xselect 2.4` を用いてスペクトルを作成した。

スペクトル解析をするためには、望遠鏡と検出器の「レスポンス」という情報が必要になる。レスポンスには検出器の Channel(波高値を A/D 変換したもの) とエネルギーの関係を行列を用いて対応付けした `rmf` (Redistribution Matrix File) ファイルと、検出器の有効面積や検出効率についての情報を記述した `arf` (Ancillary Response File) ファイルが必要である。これらは配布されている検出器の CALDB を元に `xisrmfgen` 及び `xissimarfgen` を用いて作成した。XIS 0、3 は同じ表面照射型 (FI 型) 検出器なので、スペクトルは FTOOLS の `mathpha` で足した。さらに、XIS 0、3 の `rmf` ファイルと `arf` ファイルは、検出器ごとに FTOOLS の `marfrmf` で `rmf` と `arf` をかけ、これを `rsp` ファイルとしておく。検出器ごとに作成した `rsp` を `addrmf` を用いて重み付けを (0.5,0.5) として足し合わせた。

5.1.6 HXD のデータ処理

HXD のデータとして、観測データと NXB(Non X-ray background) データが配布されている。今回 `cleaned event` を解析に用いた。processing version は表 5.4 に示す。NXB とは X 線を起源としないイベントのことで、HXD バンドのバックグラウンドの大半を占める検出器に由来するバックグラウンドである。本論文では HXD-PIN の NXB ファイルに version 2.0 の "tuned" バックグラウンド (Fukazawa et al. 2009) を用いている。レスポンスは <http://www.astro.isas.jaxa.jp/suzaku/caldb/hxd/> で配布されている。これらは観測時期に応じたものを使用しなければならない。各天体のレスポンスを表 4.3 に示す。

5.1.7 HXD-PIN のスペクトルの作成

HXD-PIN の天体とバックグラウンドのスペクトルは FTOOLS の `hxdpinxbpi` を用いて作成した。NXB は検出器のバックグラウンドのみを再現したもので、視線方向に入射する X 線バツ

クグラウンド CXB (Cosmic X-ray background) は考慮されていないため、これを作成する必要がある。Bold (1987) を元に CXB の形を式 (5.1) に示すように、 $\Gamma = 1.29$ 、cutoff energy = 40 keV、1 keV での強度を 9.412×10^{-3} photons keV $^{-1}$ cm $^{-2}$ s $^{-1}$ と仮定した exponential cut off power law を仮定して hxdpinxbpi コマンド内で作成されている。NXB と CXB を合わせることにより、HXD-PIN のバックグラウンドが作成される。CXB を作成する際に使用したレスポンスは観測時期に応じたものであり、表 5.4 に示している。

$$9.412 \times 10^{-3} (\text{Energy}/1 [\text{keV}])^{-1.29} \exp(-\text{Energy}/40 [\text{keV}])$$

$$[\text{photons cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ keV}^{-1} (2 \text{ deg} \times 2 \text{ deg area})^{-1}] \quad (5.1)$$

IGR J16194-2810 の観測が行われた時期は、検出器の温度が高く、低エネルギー側に検出器に由来したノイズがしみ出しており、また、地触データが少ないことが原因で PIN のバックグラウンドの再現精度が高くない。これより、20 keV 以上のデータをエネルギースペクトル解析に用いた。IGR J16194-2810 を除く他の 4 天体のデータは、エネルギースペクトルを解析する際に通常の 15 keV 以上を用いた。

表 5.4: HXD-PIN バックグラウンドのレスポンス

観測天体	観測日時	processing version	レスポンス
IGR J16194-2810	2009 年 2 月 5 日 - 2 月 6 日	2.3.12.25	ae_hxd_pinxnome5_20080716.rsp ae_hxd_pinflate5_20080716.rsp
GX 1+4	2010 年 10 月 12 日 - 10 月 14 日	2.5.16.28	ae_hxd_pinxnome9_20100731.rsp ae_hxd_pinflate9_20100731.rsp
IGR J16393-4643	2010 年 3 月 12 日 - 3 月 14 日	2.4.12.27	ae_hxd_pinxnome8_20100731.rsp ae_hxd_pinflate8_20100731.rsp
4U 1954+31	2011 年 10 月 23 日 - 10 月 24 日	2.7.16.30	ae_hxd_pinxnome11_20110601.rsp ae_hxd_pinflate11_20110601.rsp
4U 1700+24	2007 年 8 月 22 日 - 8 月 23 日	2.1.6.5	ae_hxd_pinxnome4_20080129.rsp ae_hxd_pinflate4_20080129.rsp

5.1.8 HXD-GSO のスペクトルの作成

GX 1+4 は HXD-GSO のデータも含め、スペクトル解析を行った。HXD-GSO の天体とバックグラウンドのスペクトルは FTOOLS の hxdgsoxbpi を用いて作成した。NXB は version 2.5 のファイル、レスポンスは ae_hxd_gsohxn timer_20100524.rsp を用いた。HXD-GSO は arf ファイル ae_hxd_gsohxn timer_crab_20100526.arf が配布されており、スペクトル解析の際に用いた。

5.2 エネルギースペクトル解析

XSPEC version 12.7.0 を用いて、XIS-FI、BI、HXD-PIN の同時スペクトルフィットを行った。以降に出てくる誤差は 1 パラメータに対する 90% 信頼区間 ($\Delta\chi^2 = 2.7$) である。

5.2.1 χ^2 検定

スペクトルフィットでは、ある物理状態を理論的に考えたときに観測される X 線スペクトル関数 (モデル) を仮定し、データを最もよく再現するようなデータとモデルのずれ (残差) を評価するために χ^2 を使用する。j 番目でのデータ点の標準偏差を σ_j とすると、 χ^2 は

$$\chi^2 = \sum_{j=1}^n \frac{(j \text{ 番目のデータ点での残差})^2}{\sigma_j^2} \quad (5.2)$$

と定義される。この χ^2 が最も小さいときに、モデルとデータが最も一致していると考えられることができる。このとき、 χ^2 を自由度 ν で割った χ^2_ν を使うと便利である。モデルが妥当な場合には $\chi^2_\nu \simeq 1$ となることが期待される。もし $\chi^2_\nu \gg 1$ となれば、データ点に異常がある、誤差が正しく評価されていない、モデルが間違っている等といった原因が挙げられる。今回、 $\chi^2_\nu > 1.5$ となった場合、誤差は付けていない。

χ^2 検定が使用できるのは、データのばらつきがガウス分布に従う場合である。一般に、カウント数の確率分布はポアソン分布に従っており、ポアソン分布は 1 bin のカウント数 N が 15 – 20 以上であればガウス分布と近似してよい。そのため、FTOOLS の `grappa` を用いて作成したスペクトルの bin まとめを行う。1 bin あたり 20 以上となるように各天体 bin まとめを行った。

5.2.2 スペクトルフィット

天体は銀河系にある視線上の物質によって吸収を受けているため、スペクトル解析に用いるモデルは銀河系の星間物質による吸収を考慮する必要がある。また各検出器には、検出器の劣化や個性による違いがある。XRT チームによる Crab (かに星雲) の解析の結果、XIS nominal position で観測されたデータの場合、XIS 0, 1, 3 と HXD-PIN の間の強度比は XIS 0: 1 : 3 : HXD-PIN = 1 : 1.025 : 0.988 : 1.164、HXD nominal position の場合、XIS 0, 1, 3 と HXD-PIN の間のフラックスの強度比は XIS 0: 1 : 3 : HXD-PIN = 1 : 1.007 : 1.009 : 1.181 である (Maeda et al. 2008)。今回の解析では XIS 0 と 3 のスペクトルを足しているため、XIS-FI が 1 となるように XIS-FI, BI, HXD-PIN の間の強度比を XIS nominal position の場合、1 : 1.031 : 1.171、HXD nominal position の場合、1 : 1.0025 : 1.1757 とし、モデルフィットする際に、その比を constant factor としてモデルに入れ、定数倍することによって補正を行った。GX 1+4 は HXD-GSO のスペクトルも用いて解析を行い、その constant factor は 1 としている。

IGR J16194-2810、GX 1+4、IGR J16393-4643、4U 1954+31、4U 1700+24 のスペクトルの形を比較したところ、スペクトルの特徴に違いが見られた。図 5.4 に IGR J16194-2810、GX 1+4、IGR J16393-4643、4U 1954+31、4U 1700+24 のスペクトルを示す。さらに、スペクトルの違いを比較しやすくするため、図 5.5 に IGR J16194-2810 と GX 1+4 のスペクトルを示す。

IGR J16194-2810、IGR J16393-4643、4U 1700+24 のスペクトルは、高エネルギー側に行く程、スペクトルが落ちていくような形をとっている。一方、GX 1+4、IGR J16393-4643 のスペクトルは、3 – 6 keV 付近にスペクトルのピークが見られるような形をとっている。したがって、以下では、IGR J16194-2810、4U 1954+31、4U 1700+24 の 3 天体と GX 1+4、IGR J16393-4643 の 2 天体に分類し、スペクトル解析を行った。

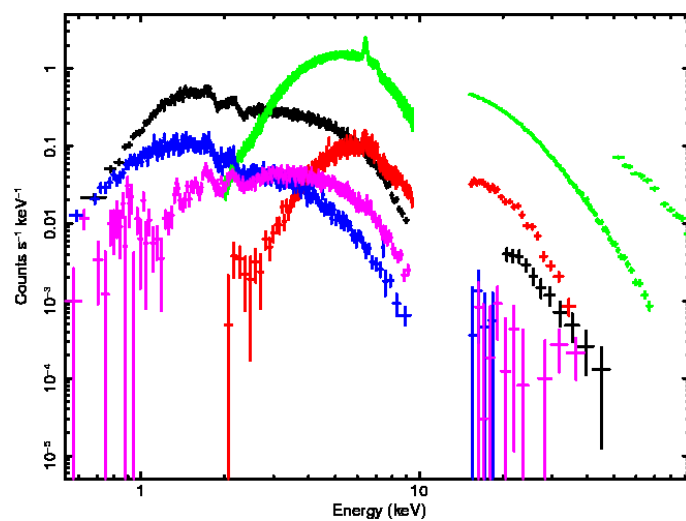


図 5.4: IGR J16194-2810 (黒)、GX 1+4 (緑)、IGR J16393-4643 (赤)、4U 1954+31 (ピンク)、4U 1700+24 (青) のスペクトル。

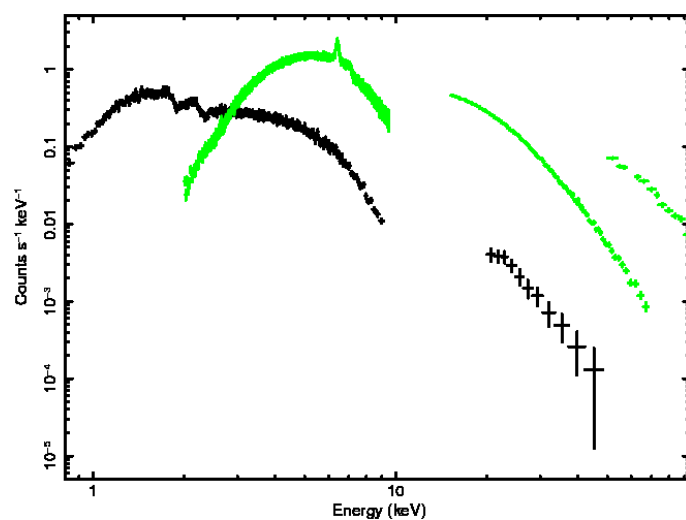


図 5.5: 図 5.4 から IGR J16194-2810 (黒)、GX 1+4 (緑) のスペクトルのみを抜き出している。

5.2.3 IGR J16149–2810、4U 1954+31、4U 1700+24 のスペクトルフィット結果

5.2.2 節において、スペクトルが同様の形をとっている IGR J16194–2810、4U 1954+31、4U 1700+24 は、共通のモデルを仮定することによってスペクトルフィットを行った。今回、4つのモデルをフィットに用いた。以下にスペクトルフィット結果を示す。

べき関数成分

まずは、べき関数成分のみの単純なモデル (モデル 1) でフィットを行った。

モデル 1. $\text{const} \times \text{phabs} \times \text{power law}$

4U 1954+31 は、XIS nominal position で観測が行われたため、const は 5.2.4 節に説明した通り、XIS-FI, BI, HXD-PIN の間の強度比を 1 : 1.031 : 1.181 として定数倍を行った。IGR J16194–2810 と 4U 1700+24 は、HXD nominal position で観測が行われたため、const は XIS-FI, BI, HXD-PIN の間の強度比を 1 : 1.0025 : 1.1757 として定数倍を行った。phabs は銀河系にある視線上の物質による吸収を表している。その式は次のようである。

$$M(E) = \exp(-N_H \sigma_E) \quad (5.3)$$

(σ_E ; 光電吸収断面積 (トムソン散乱は含まない) (Balucinska-Church & McCammon 1992))

パラメータは水素柱密度 N_H (cm^{-2}) である。4U 1700+24 の銀河系の物質による星間吸収は過去の観測から $N_H = 4.0 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ とわかっている (Dickey & Lockman 1990)。4U 1700+24 の phabs の N_H はこの値に固定し、IGR J16194–2810 と 4U1954+31 は N_H をフリーにしてフィットを行った。

power law はエネルギーのべき関数を表している。その式は次のようである。

$$A(E) = K E^{-\Gamma} \quad (5.4)$$

パラメータは光子定数 (Photon Index) Γ 、強度 (Normalization) K である。IGR J16194–2810 のモデル 1 のフィットの結果を表 5.5 と図 5.6 に示す。 χ^2_{ν} (d.o.f; degree of freedom) = 5.35 (591) となり、1 keV 以下と、2–6 keV ではデータがモデルよりも盛り上がってしまった。また、6 keV 以上の高エネルギー側ではデータがモデルよりも下がっている。スペクトルからもわかるように power law のみのモデルでは再現できていない。

4U 1954+31 のモデル 1 のフィット結果を表 5.6 と図 5.11 に示す。 χ^2_{ν} (d.o.f) = 1.84 (404) が得られた。2 keV 以下ではモデルがデータよりも下がってしまっている。2 keV 以上においてもデータとモデルの残差にうねりが見られ、このモデルではデータを再現できていないことがわかる。

4U 1700+24 のモデル 1 のスペクトルフィットの結果を表 5.7 と図 5.16 に示す。 χ^2_{ν} (d.o.f) = 5.78 (387) となった。10 keV 以下で、データの盛り上がりが見られ、モデルと合っていない。15 keV 以上もデータがモデルよりも下がっており、このモデルではデータを再現できないことがスペクトルからわかる。3 天体ともにこのモデルではスペクトルを再現できなかった。

逆コンプトン散乱 (種光子 = BB)

Low/Hard 状態では降着円盤の内側があるところで途切れ、トーラス状に膨れて中性子星を覆う高温のコロナを形成すると考えられている。そこで、LMXB の一般的な Low/Hard 状態を再現

する物理的なモデルである モデル 2. BB を種光子とした逆コンプトン散乱 でスペクトルフィットを行った。

モデル 2. const×phabs×compPS (seed = BB)

compPS は、種光子を降着円盤からの多温度黒体放射 (Disk black body; DBB) または、中性子星表面からの黒体放射 (Blackbody; BB) として、それらが周辺に存在する高温のコロナによって逆コンプトン散乱された場合のモデルである (Poutanen & Svensson 1996)。今回は BB を種光子としたモデルを用いた。フリーパラメータは、BB 放射領域周辺に存在する高温コロナの電子温度 T_e (keV)、BB の温度 T_{BB} (keV)、コロナの光学的厚さ τ_{BB} 、強度 (Normalization_{BB}) である。中性子星の黒体放射の放射半径 R_{BB} は、compPS (seed = BB) の Normalization_{BB} から推定することができ、Normalization_{BB} = $(R_{BB} \text{ (km)})^2 / (D \text{ (10 kpc)})^2$ の関係がある。ここで、 D は地球から天体までの距離で単位は 10 kpc である。IGR J16194–2810 は地球からの距離が $d = 3.7$ kpc (Masetti et al. 2007)、4U 1954+31 は 1.7 kpc (Masetti et al. 2006)、4U 1700+24 は 0.42 kpc (Galloway et al. 2002, Masetti et al. 2002) であるため、それぞれ $D = 0.37$ 、0.17、0.042 として中性子星の黒体放射の放射半径 R_{BB} の推定を行った。

IGR J16194–2810 と 4U 1700+24 の電子温度 T_e はフィットからうまく決まらなかったため、100 keV に固定してフィットを行った。IGR J16194–2810 の T_e 実際の下限値を求めたところ、 $T_e > 90$ keV となり、100 keV は妥当な値であるといえる。高温コロナの形状 (geometry) は、簡単のため球体 (parameter = 4) を仮定した。その他のパラメータは全てデフォルト値で固定し、フィットを行った。

IGR J16194–2810 のモデル 2 のスペクトルフィットの結果を表 5.5 と図 5.7 に示す。 $\chi^2_{\nu}(\text{d.o.f}) = 1.37(590)$ が得られた。モデル 1 より $\chi^2_{\nu}(\text{d.o.f})$ は改善されたものの、10 keV 以下に残差の盛り上がりが見られ、データとモデルがあていないことがわかる。

4U 1954+31 のモデル 2 のスペクトルフィットの結果を表 5.6 と図 5.12 に示す。 $\chi^2_{\nu}(\text{d.o.f}) = 1.30(402)$ が得られた。 $\chi^2_{\nu}(\text{d.o.f})$ は改善されたが、このモデルでも 2 keV 以下で、データよりもモデルが下がってしまい、スペクトルを再現できていない。

4U 1700+24 モデル 2 のスペクトルフィットの結果を表 5.7 と図 5.17 に示す。 $\chi^2_{\nu}(\text{d.o.f}) = 1.79(386)$ が得られた。10 keV 以下に残差の盛り上がりが見られ、データとモデルがあていないことがわかる。モデル 2 も 3 天体ともにスペクトルを再現することができなかった。

ここで、IGR J16194–2810 は、Masetti et al. (2007) において "phabs×compTT" を仮定することによって、スペクトルをよく再現できたと報告されている。compTT モデルは、compPS モデルと同様に、中性子星表面からの BB が、その周辺に存在する高温コロナによって逆コンプトン散乱された成分を表している (Titarchuk et al. 1994)。そこで、IGR J16194–2810 については、phabs×compTT モデルを仮定し、スペクトルフィットを試みた。スペクトルフィットの結果、10 keV 以上の高エネルギー側は、このモデルでデータを再現することができた。中性子星の BB の温度は ~ 0.74 keV、高温コロナの光学的厚さは $\tau \sim 0.1$ を得た。しかし、低エネルギー側には超過成分が見られ、データとモデルは合わなかった。 $\chi^2_{\nu}(\text{d.o.f}) = 1.48(589)$ となり χ^2_{ν} も悪いことから、広帯域でかつ統計のよい「すざく」のデータでは compTT モデルだけでは IGR J16194–2810 のスペクトルを再現することはできないと考えられる。

降着円盤からの多温度黒体放射

LMXB では、中性子星の周りに降着円盤が形成される。そこで、モデル 2 に降着円盤からの放射を加えた モデル 3. 降着円盤からの多温度黒体放射 + BB を種光子とした逆コンプトン散乱 を

仮定してスペクトルフィットを行った。

モデル 3. const×phabs(diskbb + compPS (seed=BB))

diskbb は降着円盤からの多温度黒体放射 (DBB) を表すモデルである (e.g., Mitsuda et al. 1984, Makishima et al. 1986)。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。そのパラメータは降着円盤の最内縁の温度 T_{DBB} (keV)、強度 (Normalization_{DBB}) である。降着円盤の最内縁半径は、diskbb の Normalization_{DBB} から求めることができ、 $\text{Normalization}_{\text{DBB}} = (R_{\text{DBB}} \text{ (km)})^2 / (D \text{ (10 kpc)})^2 \cos\theta$ の関係がある。cos θ は、垂直面に対する視線方向の傾き (Inclination angle) の余弦である。降着円盤は、真上から観測している場合や真横から観測している場合などで放射領域のスケールが変わるため、視線方向の傾きが関係する。 θ は、3 天体ともに同期的な触などが確認されていないため、まずは横方向から観測していると仮定して 60° とし、降着円盤の最内縁半径の推定を行った。

IGR J16194–2810 のモデル 3 のフィットの結果を表 5.5 と図 5.8 に示す。 $\chi^2_{\nu}(\text{d.o.f}) = 1.13 (588)$ となり、低エネルギー側は diskbb、高エネルギー側は compPS (seed=BB) でスペクトルを再現することができた。ここで diskbb の最内縁半径の値に着目すると、 $R_{\text{DBB}} = 0.9 (\leq 1.5) \text{ km}$ となった。しかし、中性子星の半径は約 10 km であるため、 $R_{\text{DBB}} \geq 10 \text{ km}$ となると考えられ、この値は物理的に正しくない。これより、このモデルではスペクトルを再現できないといえる。

4U 1954+31 のモデル 3 のフィット結果を表 5.6 と図 5.13 に示す。 $\chi^2_{\nu}(\text{d.o.f}) = 1.13 (400)$ が得られた。 $\chi^2_{\nu}(\text{d.o.f})$ と残差の盛り上がりで改善が見られ、データとモデルがよく合っている。 $R_{\text{DBB}} = 1618^{+2014}_{-881} \text{ km}$ となり、NS の半径 $R_{\text{NS}} = 10 \text{ km}$ よりも大きい値が得られた。フィットの結果から、diskbb の温度は $T_{\text{DBB}} = 0.062^{+0.006}_{-0.005} \text{ keV}$ を得た。ステファン・ボルツマンの法則 $L \propto R^2 T^4$ から、光度は温度と放射領域の半径に比例する。4U 1954+31 では、 T_{DBB} が低く、また、スペクトルにおいても、diskbb のピークは 1 keV 以下に見られるため、 $R_{\text{DBB}} \sim 1600 \text{ km}$ と大きな値が得られたと考えられる。したがって、物理的にも正しい値が得られたと考えられ、このモデルでよくスペクトルを再現できたといえる。

4U 1700+24 のモデル 3 のフィットの結果を表 5.7 と図 5.18 に示す。 $\chi^2_{\nu}(\text{d.o.f}) = 0.98 (384)$ が得られた。IGR J16194–2810 と同様に、スペクトルからデータとモデルはよく合っているが、 $R_{\text{DBB}} = 264^{+111}_{-80} \text{ m}$ となり、中性子星の半径 $R_{\text{NS}} = 10 \text{ km}$ よりも小さい値となった。物理的に正しくなく、このモデルではスペクトルを正確に再現できていない。

モデル 3 では、4U 1954+41 のスペクトルはよく再現することができた。 $R_{\text{DBB}} > 10 \text{ km}$ となり物理的にも矛盾なく再現することができている。一方、IGR J16194–2810 と 4U 1700+24 は、データとモデルはよく合っているが、 $R_{\text{DBB}} < 10 \text{ km}$ となり、物理的に正しくないといえる。したがって、このモデルでは IGR J16194–2810 と 4U 1700+24 はスペクトルを再現できていない。

逆コンプトン散乱 (種光子 = DBB)

モデル 3 のフィット結果から、IGR J16194–2810 と 4U 1700+24 は、 T_{DBB} が本来よりも高く求められたため、 R_{DBB} は見かけ上小さな値になっている可能性がある。したがって、2 keV 以下に見えている放射は、降着円盤の放射領域周辺にも高温のコロナが存在していると仮定し、これによって逆コンプトン散乱を受けていると考え、次にモデル 4. DBB を種光子とした逆コンプトン散乱 + BB を種光子とした逆コンプトン散乱でスペクトルフィットを行った。4U 1954+31 も降着円盤成分の光学的厚さの上限を求めるために、このモデルでのスペクトルフィットを行った。

モデル 4. const×phabs(compPS (seed=DBB) + compPS (seed=BB))

先ほどのモデル 4 の diskBB を、種光子を DBB とした逆コンプトン散乱の compPS (seed=DBB) に置き換えたモデルである。

フリーパラメータは、DBB または BB の温度 T_{DBB} または T_{BB} (keV)、DBB または BB 放射領域周辺に存在する高温のコロナの光学的厚さ τ_{DBB} または τ_{BB} 、強度 Normalization_{DBB} または Normalization_{BB} である。compPS (seed=DBB) の形状 (geometry) は、compPS (seed = BB) と同様に球体 (parameter = 4) を仮定した。

IGR J16194-2810 と 4U 1700+24 の compPS (seed = DBB) の電子温度 T_e は compPS (seed = BB) と同様に 100 keV に固定してフィットを行った。4U 1954+24 の compPS (seed = DBB) の T_e は compPS (seed = BB) の T_e の値にリンクさせてフィットを行った。また、compPS (seed = DBB) は、diskbb と同じ方法で、Normalization_{DBB} から降着円盤の最内縁半径を推定することができる。

IGR J16194-2810 のモデル 4 のスペクトルフィットの結果を表 5.5 と図 5.9 に示す。 $\chi^2_{\nu}(\text{d.o.f}) = 1.14 (587)$ が得られた。降着円盤の半径は $R_{\text{DBB}} = 75^{+65}_{-40}$ km と中性子星の半径より大きな値なり、物理的に正しい値が得られた。よって、モデル 4 でスペクトルをよく再現できたといえる。

4U 1954+31 のモデル 4 のフィットの結果を表 5.6 と図 5.14 に示す。 $\chi^2_{\nu}(\text{d.o.f}) = 1.26 (400)$ が得られた。 T_e と τ_{DBB} の値は compPS モデルの下限値の 20 keV と 0.5 となった。1 keV 以下ではデータよりもモデルが下がってしまい合っていない。 χ^2_{ν} に改善も見られず、このモデルではスペクトルを再現できないことがわかった。 τ_{DBB} が compPS モデルの下限値をとっていることから、 $\tau_{\text{DBB}} \sim 0$ のときにスペクトルをよく再現できるとわかる。したがって、 $\tau_{\text{DBB}} \sim 0$ と近似している diskbb モデル (モデル 3) の方がスペクトルをよく再現できることがわかった。

4U 1700+24 のモデル 4 のフィットの結果を表 5.7 と図 5.19 に示す。 $\chi^2_{\nu}(\text{d.o.f}) = 0.98 (383)$ が得られた。 $R_{\text{DBB}} > 10$ km となり、物理的にも正しく再現できている。モデル 4 でスペクトルをよく再現できたといえる。

モデル 4 では IGR J16194-2810 と 4U 1700+24 のスペクトルを最もよく再現できた。 $R_{\text{DBB}} > 10$ km となり、物理的にも正しくスペクトルを再現できたといえる。一方、4U 1954+31 は低エネルギー側のデータとモデルが合っておらず、モデル 4 ではスペクトルを再現できなかった。

熱的プラズマによる放射成分

4U 1954+31 のスペクトルの低エネルギー側には、輝線成分とも見えるような構造がある。そこで、低エネルギー側の超過成分を、高温プラズマからの輝線成分や熱制動放射であると仮定し、モデル 5. 熱的プラズマによる放射成分 + BB を種光子とした逆コンプトン散乱 でスペクトルフィットを行った。

モデル 5. const×phabs(apec + compPS (seed=BB))

apec は、光学的に薄い衝突電離平衡にある熱的プラズマからの放射を表すモデルである。パラメータはプラズマの温度 kT (keV)、He よりも重たい元素の存在量 (Abundance)、赤方偏移 z 、強度 (Normalization) である。He よりも重たい元素の存在量は、スペクトルフィットからはうまく決まらなかったため、太陽の金属存在比と同じ値である 1 (Anders & Grevesse 1989) または 0.5 に固定してフィットを試みた。1 または 0.5 に固定してフィットした場合の結果を比較したところ、フィット結果は変わらなかったため、今回は He よりも重たい元素の存在量は 1 に固定した。

4U 1954+31 のモデル 5 のスペクトルフィット結果を表 5.6 と図 5.15 に示す。 $\chi^2_{\nu} = 1.09 (400)$ を得た。apec モデルでも低エネルギー側の超過成分を再現することができた。したがって、4U

1954+31 はモデル 5 でもスペクトルをよく再現することができた。

IGR J16149-2810 と 4U 1700+24 においても、モデル 5 でフィットを試みたところ、He よりも重い元素の存在量を 0 とした場合には、スペクトルをよく再現することができるが、1 よりも大きい場合にスペクトルを再現することができず、apec モデルでは低エネルギー側の超過成分を説明することができなかった。これは、スペクトルに輝線成分が見られないからであると考えられる。

熱制動放射

モデル 5 のスペクトルのフィット結果から、IGR J16149-2810 と 4U 1700+24 は、低エネルギー側の超過成分は輝線成分のない熱制動放射によって再現できると考えられるため、モデル 6. 熱制動放射 + BB を種光子とした逆コンプトン散乱でスペクトルフィットを行った。

モデル 6. `const×phabs(bremss + compPS (seed=BB))`

bremss は、熱制動放射を表すモデルである。パラメータはプラズマの温度 kT (keV)、強度 (Normalization) である。IGR J16149-2810 のモデル 6 によるスペクトルフィットの結果、 $\chi^2_\nu = 1.14$ (588) を得た。表 5.5、図 5.10 にフィット結果を示す。モデル 6 においてもスペクトルを再現することができた。ところが、bremss のプラズマの温度 $kT = 2.20^{+1.43}_{-0.95}$ (keV)、compPS (seed = BB) の種光子の温度が $T_{\text{BB}} = 1.06^{+0.02}_{-0.03}$ (keV) となり、 T_{BB} よりも kT の方が高い温度を得た。一般的には、中性子星の周りにはある物質は、中性子星表面に衝突する際に熱せられるため、中性子星に落ち込む物質よりも中性子星の黒体放射の温度の方が高いと考えられる場合が多い。また、数 keV の温度では、プラズマ中の重元素は完全電離しないため、重元素からの輝線が放射されてしかるべきである。そのため、モデル 6 によって得られたパラメータは物理的に正しくないと考えられる。

4U 1700+24 のフィット結果を表 5.7、図 5.20 に示す。 $\chi^2_\nu = 0.98$ (384) となりモデル 6 でスペクトルを再現することができた。また、bremss のプラズマの温度と compPS (seed = BB) の種光子の温度はそれぞれ $kT = 0.46^{+0.17}_{-0.10}$ (keV) $T_{\text{BB}} = 0.75^{+0.03}_{-0.02}$ (keV) を得た。 $kT < T_{\text{BB}}$ ではあるが、重元素からの輝線が検出されないことと矛盾することから、物理的に正しくないと考えられる。

表 5.5: IGR J16194–2810 のモデル 1、モデル 2、モデル 3、モデル 4、モデル 6 によるフィット結果

component	parameter	モデル 1	モデル 2	モデル 3	モデル 4	モデル 6
phabs	$N_{\text{H}}^{\text{Gal}} (\times 10^{22} \text{cm}^{-2})$	0.97	0.14 ± 0.01	$0.40^{+0.07}_{-0.04}$	0.65 ± 0.15	$0.45^{+0.06}_{-0.04}$
power law	Γ	1.75	–	–	–	–
	Normalization ¹	1.22×10^{-2}	–	–	–	–
diskbb	$T_{\text{DBB}} (\text{keV})$	–	–	$0.60^{+1.13}_{-0.13}$	–	–
	Normalization _{DBB} ²	–	–	$3.08 (\leq 8.00)$	–	–
	$R_{\text{DBB}} (\text{km})$	–	–	$0.9 (\leq 1.5)$	–	–
compPS(seed = DBB)	$T_{\text{DBB}} (\text{keV})$	–	–	–	0.11 ± 0.02	–
	τ_{DBB}	–	–	–	$(0.1 \leq) 0.2$	–
	Normalization _{DBB} ²	–	–	–	$2.07^{+5.13}_{-1.62} \times 10^4$	–
	$R_{\text{DBB}} (\text{km})$	–	–	–	75^{+65}_{-40}	–
compPS(seed = BB)	$T_{\text{BB}} (\text{keV})$	–	0.95 ± 0.01	$1.05^{+0.07}_{-0.04}$	1.05 ± 0.05	$1.06^{+0.02}_{-0.03}$
	τ_{BB}	–	0.67 ± 0.03	$0.56^{+0.04}_{-0.05}$	0.6 ± 0.1	0.6 ± 0.04
	Normalization _{BB} ³	–	$5.12^{+0.25}_{-0.24}$	$3.39^{+0.61}_{-1.89}$	$3.36^{+0.34}_{-0.36}$	$3.02^{+0.59}_{-0.36}$
	$R_{\text{BB}} (\text{m})$	–	837^{+20}_{-19}	680^{+60}_{-220}	680^{+30}_{-40}	640^{+60}_{-40}
bremss	$kT (\text{keV})$	–	–	–	–	$2.20^{+1.43}_{-0.95}$
	Normalization	–	–	–	–	$4.53^{+1.92}_{-0.79} \times 10^{-3}$
	F_{2-10} ⁴	–	4.16	4.15	4.13	4.16
	L_{2-10} ⁵	–	6.89	7.03	7.15	7.05
	$\chi^2_{\nu}(\text{d.o.f})$	5.35 (591)	1.37 (590)	1.13 (588)	1.14 (587)	1.14 (588)

¹Normalization = photons $\text{keV}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ at 1 keV

²Normalization_{DBB} = $(R_{\text{DBB}} (\text{km}))^2 / (0.37 (\text{kpc}))^2 \cos\theta$ (θ ; Inclination angle)。ここで、 $\theta = 60^\circ$ としている。

³Normalization_{BB} = $(R_{\text{BB}} (\text{km}))^2 / (0.37 (\text{kpc}))^2$

⁴吸収補正していない 2 – 10 keV のフラックス。単位は $10^{-11} \text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$ 。

⁵吸収補正した 2 – 10 keV の光度。単位は $10^{34} \text{erg s}^{-1}$ 。天体までの距離は $d = 3.7 \text{kpc}$ (Masetti et al. 2007) と仮定した。

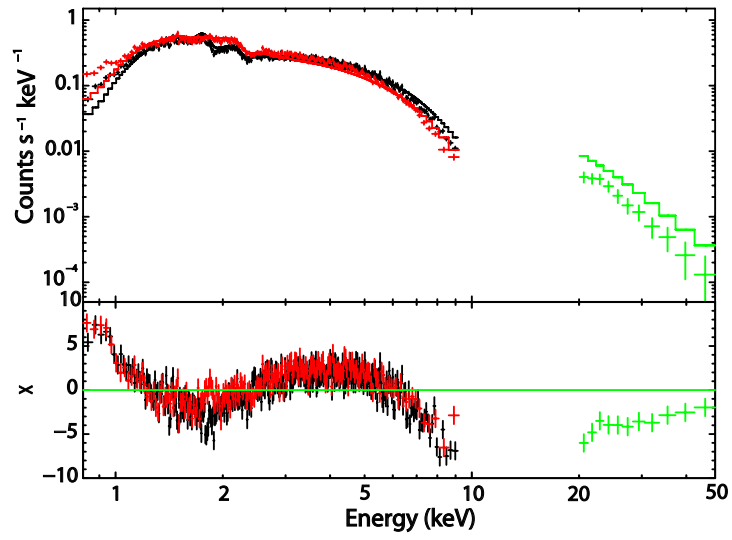


図 5.6: IGR J16194-2810 のモデル 1 によるフィットの図。XIS-FI は黒、XIS-BI は赤、HXD-PIN は緑である。

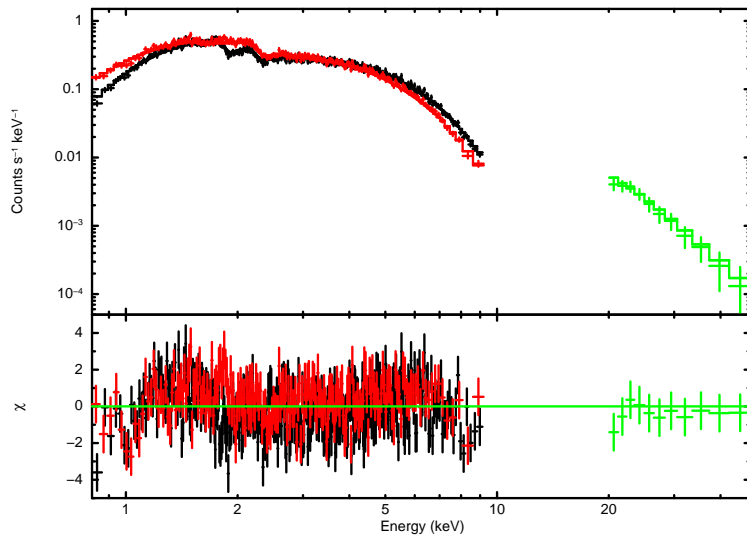


図 5.7: IGR J16194-2810 のモデル 2 によるフィットの図。

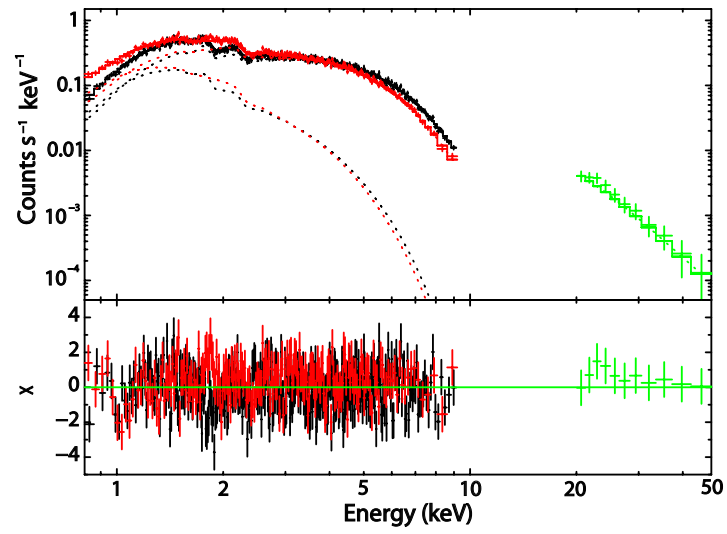


図 5.8: IGR J16194-2810 のモデル 3 によるフィットの図。

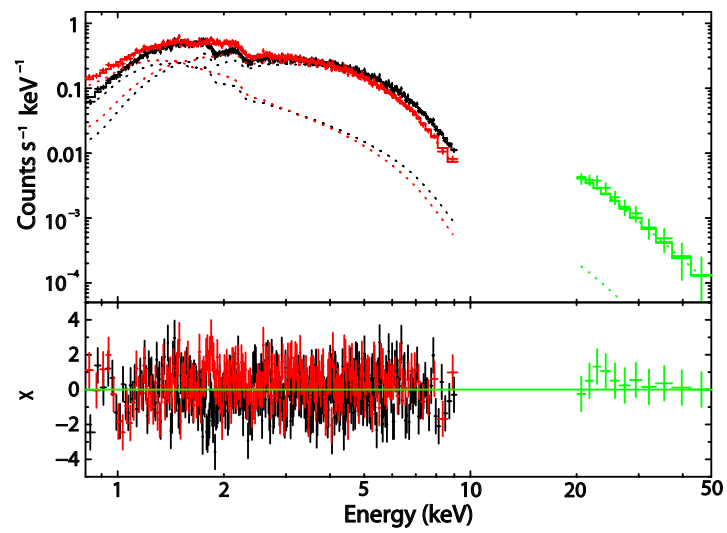


図 5.9: IGR J16194-2810 のモデル 4 によるフィットの図。

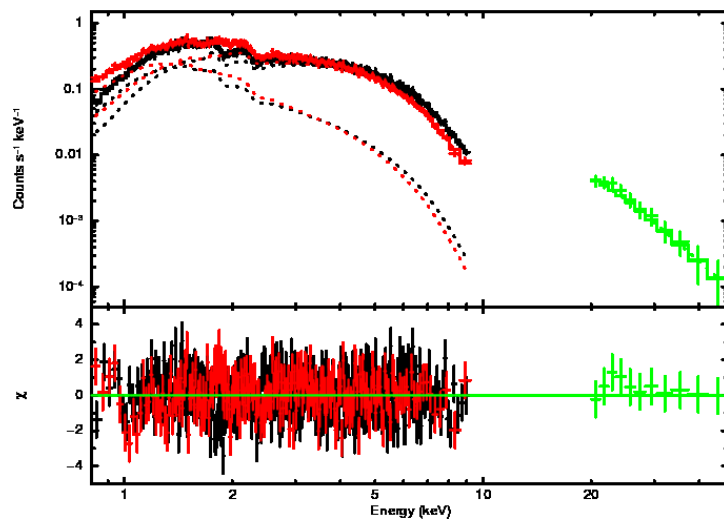


図 5.10: IGR J16194-2810 のモデル 6 によるフィットの図。

表 5.6: 4U 1954+31 のモデル 1、モデル 2、モデル 3、モデル 4、モデル 5 によるフィット結果

component	parameter	モデル 1	モデル 2	モデル 3	モデル 4	モデル 5
phabs	$N_{\text{H}}^{\text{Gal}} (\times 10^{22} \text{ cm}^{-2})$	3.02	$1.04^{+0.12}_{-0.10}$	$1.15^{+0.13}_{-0.11}$	$1.29^{+0.1}_{-0.06}$	$1.15^{+0.13}_{-0.11}$
	Γ	1.95	—	—	—	—
power law	Normalization ¹	2.78×10^{-3}	—	—	—	—
	T_{DBB} (keV)	—	—	$0.062^{+0.006}_{-0.005}$	—	—
	Normalization _{DBB} ²	—	—	$4.53^{+18.3}_{-3.59} \times 10^7$	—	—
diskbb	R_{DBB} (km)	—	—	1618^{+2014}_{-881}	—	—
	T_e (keV) ⁴	—	—	—	20	—
	T_{DBB} (keV)	—	—	—	$0.09^{+0.01}_{-0.02}$	—
compPS(seed = DBB)	τ_{DBB}	—	—	—	$0.05 (< 0.65)$	—
	Normalization _{DBB} ²	—	—	—	$1.37^{+11.6}_{-1.09} \times 10^5$	—
	R_{DBB} (km)	—	—	—	89^{+170}_{-10}	—
compPS(seed = BB)	T_e (keV)	—	107^{+162}_{-79}	72 (< 184)	$20 (< 23)$	71 (< 183)
	T_{BB} (keV)	—	$1.15^{+0.06}_{-0.07}$	$1.10^{+0.06}_{-0.09}$	$1.05^{+0.07}_{-0.05}$	$1.10^{+0.07}_{-0.10}$
	τ_{BB}	—	$0.47^{+0.58}_{-0.16}$	$0.62^{+1.04}_{-0.24}$	$1.48^{+0.08}_{-0.30}$	$0.63^{+1.04}_{-0.24}$
apec	Normalization _{BB} ³	—	$0.36^{+0.08}_{-0.06}$	$0.42^{+0.11}_{-0.07}$	$0.45^{+0.17}_{-0.09}$	$0.42^{+0.11}_{-0.08}$
	R_{BB} (m)	—	102^{+25}_{-9}	110^{+14}_{-9}	110^{+24}_{-8}	110^{+14}_{-11}
	kT (keV)	—	—	—	—	$0.06^{+0.010}_{-0.005}$
Normalization	F_{2-10} ⁵	—	5.76	5.78	5.75	5.78
	L_{2-10} ⁶	—	2.15	2.20	2.19	2.17
	$\chi_r^2(\text{d.o.f})$	1.84 (404)	1.30 (402)	1.13 (400)	1.26(400)	1.09(400)

¹Normalization = photons $\text{keV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ at 1 keV

²Normalization_{DBB} = $(R_{\text{DBB}} \text{ (km)})^2 / (0.17 \text{ (kpc)})^2 \cos\theta$ (θ ; Inclination angle). ここで、 $\theta = 60^\circ$ としている。

³Normalization_{BB} = $(R_{\text{BB}} \text{ (km)})^2 / (0.17 \text{ (kpc)})^2$

⁴compPS(seed = BB) の T_e の値とリンクしている。

⁵吸収補正していない 2 – 10 keV のフラックス。単位は $10^{-12} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ 。

⁶吸収補正した 2 – 10 keV の光度。単位は $10^{33} \text{ erg s}^{-1}$ 。天体までの距離は $d = 1.7 \text{ kpc}$ (Masetti et al. 2006) と仮定した。

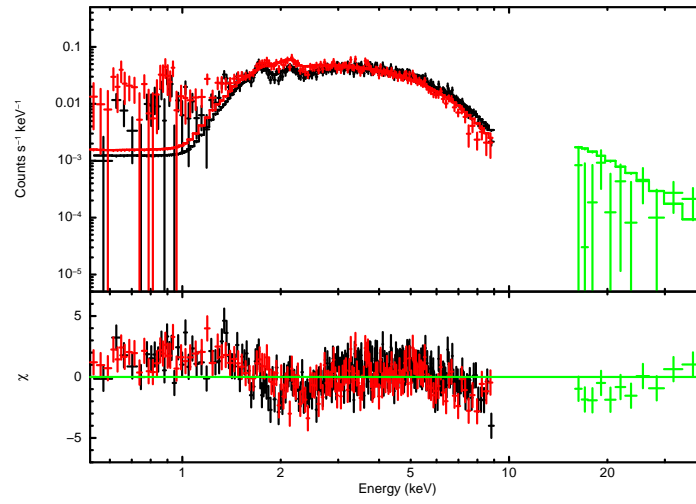


図 5.11: 4U 1954+31 のモデル 1 によるフィットの図。XIS-FI は黒、XIS-BI は赤、HXD-PIN は緑である。

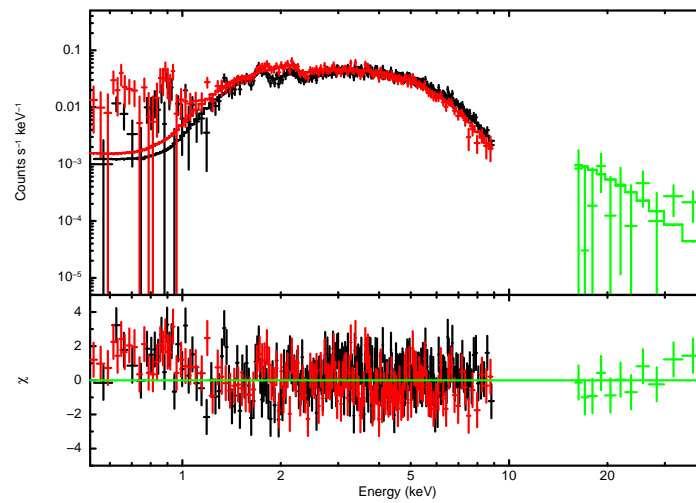


図 5.12: 4U 1954+31 のモデル 2 によるフィットの図。

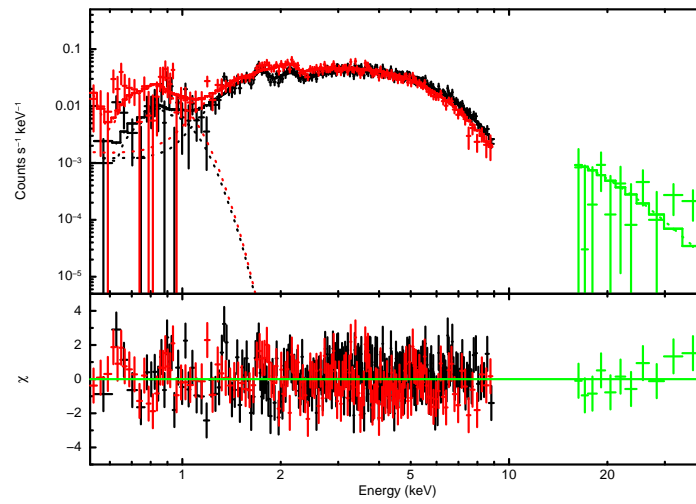


図 5.13: 4U 1954+31 のモデル 3 によるフィットの図。

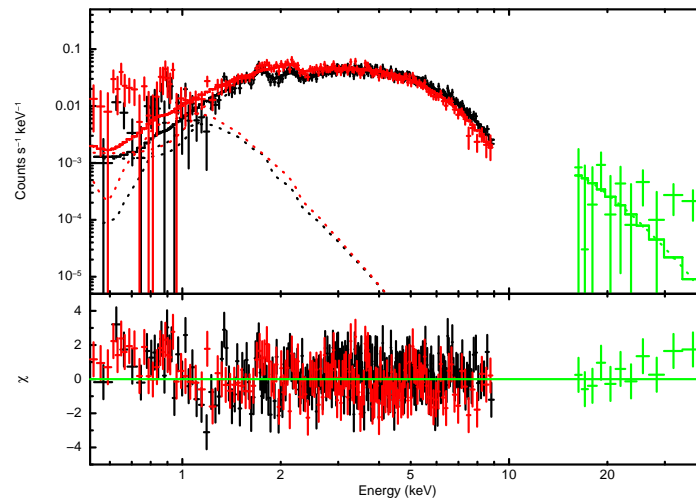


図 5.14: 4U 1954+31 のモデル 4 によるフィットの図。

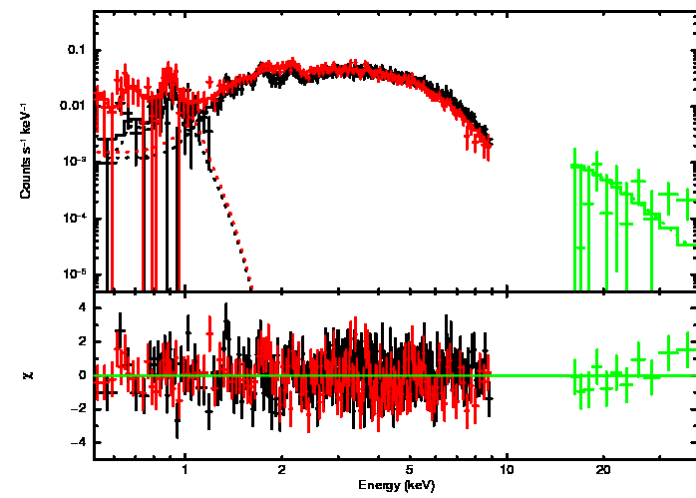


図 5.15: 4U 1954+31 のモデル 5 によるフィットの図。

表 5.7: 4U 1700+24 のモデル 1、モデル 2、モデル 3、モデル 4、モデル 6 によるフィット結果

component	parameter	モデル 1	モデル 2	モデル 3	モデル 4	モデル 6
phabs	$N_{\text{H}}^{\text{Gal}} (\times 10^{22} \text{cm}^{-2})$	0.04 (f)	0.04 (f)	0.04 (f)	0.04 (f)	0.04 (f)
power law	Γ	1.51	-	-	-	-
diskbb	Normalization ¹	7.97×10^{-4}	-	-	-	-
	T_{DBB} (keV)	-	-	$0.22^{+0.04}_{-0.03}$	-	-
	Normalization _{DBB} ²	-	-	$19.7^{+20.2}_{-10.1}$	-	-
compPS(seed = DBB)	R_{DBB} (m)	-	-	264^{+111}_{-80}	-	-
	T_{DBB} (keV)	-	-	-	$0.04 (\leq 0.07)$	-
	τ_{DBB}	-	-	-	$0.13 (\leq 0.36)$	-
compPS(seed = BB)	Normalization _{DBB} ²	-	-	-	$(8.4 \times 10^3 <) 2.12 \times 10^5$	-
	R_{DBB} (km)	-	-	-	$(5 <) 27$	-
	T_{BB} (keV)	-	0.65	0.74 ± 0.02	0.76 ± 0.03	$0.75^{+0.03}_{-0.02}$
bremss	τ_{BB}	-	0.50	0.34 ± 0.05	$0.32^{+0.05}_{-0.07}$	0.33 ± 0.05
	Normalization _{BB} ³	-	2.34	1.40 ± 0.15	$1.19^{+0.20}_{-0.21}$	1.32 ± 0.17
	R_{BB} (m)	-	64	50^{+2}_{-3}	46 ± 4	48 ± 3
brems	kT (keV)	-	-	-	-	$0.46^{+0.17}_{-0.10}$
	Normalization	-	-	-	-	$9.95^{+4.18}_{-2.78} \times 10^{-4}$
	F_{2-10} ⁴	-	-	3.87	3.85	3.86
	L_{2-10} ⁵	-	-	8.18	8.06	8.16
	χ^2_{ν} (d.o.f)	5.78 (387)	1.79 (386)	0.98 (384)	0.98 (383)	0.98 (384)

*(f) は値を固定しているという意味である。

¹Normalization = photons $\text{keV}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ at 1 keV

²Normalization_{DBB} = $(R_{\text{DBB}} \text{ (km)})^2 / (0.042 \text{ (kpc)})^2 \cos \theta$ (θ ; Inclination angle)。ここで、 $\theta = 60^\circ$ としている。

³Normalization_{BB} = $(R_{\text{BB}} \text{ (km)})^2 / (0.042 \text{ (kpc)})^2$

⁴吸収補正していない 2 – 10 keV のフラックス。単位は $10^{-12} \text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$ 。

⁵吸収補正した 2 – 10 keV の光度。単位は $10^{31} \text{erg s}^{-1}$ 。天体までの距離は $d = 420 \text{pc}$ (Galloway et al. 2002, Masetti et al. 2002) と仮定した。

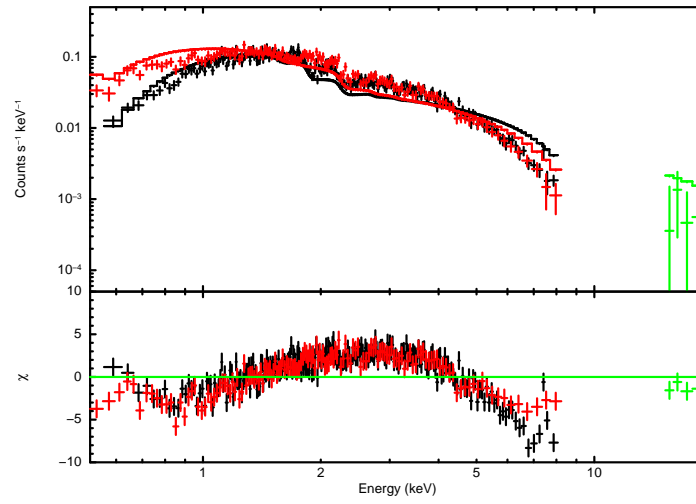


図 5.16: 4U 1700+24 のモデル 1 によるフィットの図。XIS-FI は黒、XIS-BI は赤、HXD-PIN は緑である。

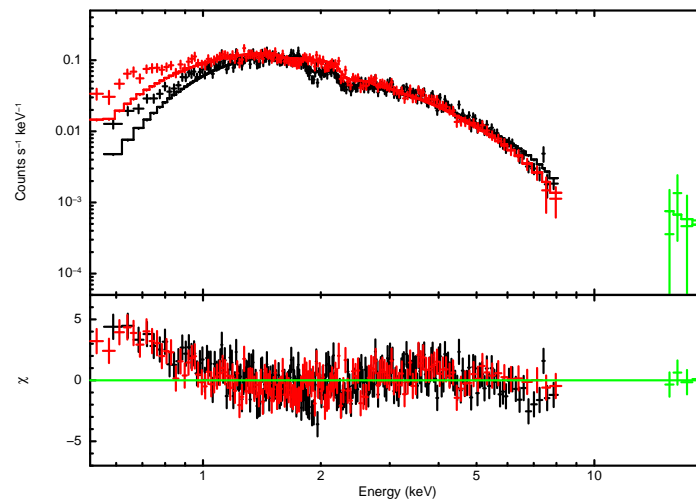


図 5.17: 4U 1700+24 のモデル 2 によるフィットの図。

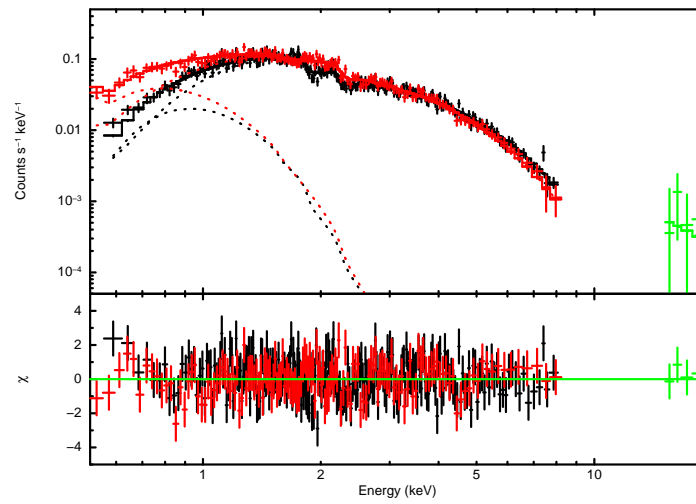


図 5.18: 4U 1700+24 のモデル 3 によるフィットの図。

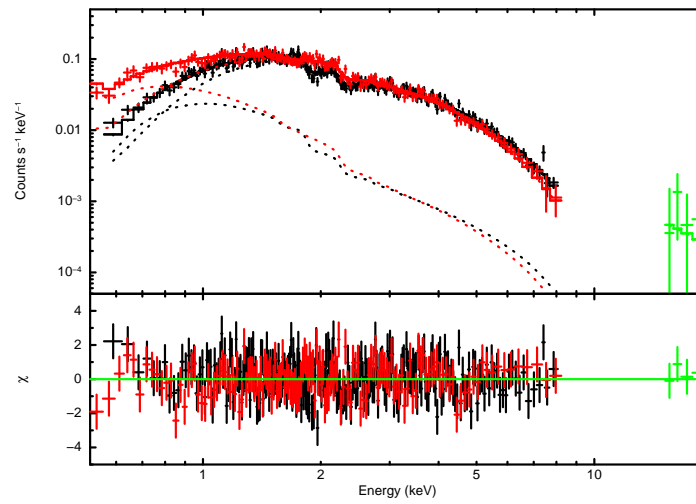


図 5.19: 4U 1700+24 のモデル 4 によるフィットの図。

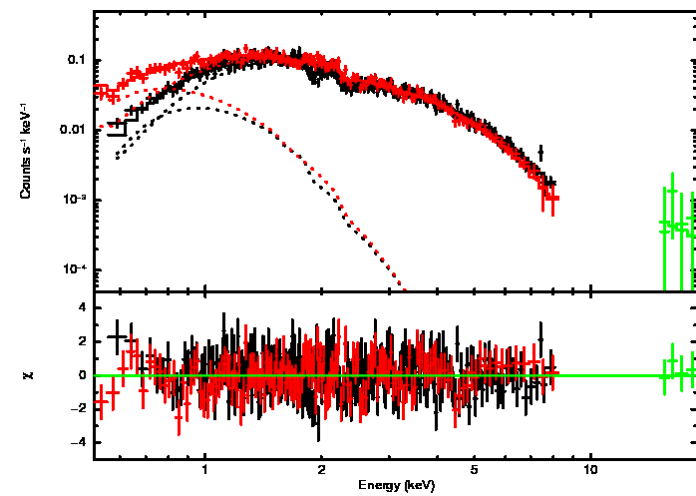


図 5.20: 4U 1700+24 のモデル 6 によるフィットの図。

5.2.4 GX 1+4, IGR J16393–4643 のスペクトルフィット結果

5.2.2 節で示したように、スペクトルが同様の形をとっている GX 1+4, IGR J16393–4643 は、共通のモデルを仮定することによってスペクトルフィットを行った。以下にスペクトルフィットの結果を示す。

べき関数成分

まず、モデル 1. べき関数成分 の単純なモデルでフィットを行った。

モデル 1. $\text{const} \times \text{phabs} \times \text{power law}$

IGR J16393–4643 は XIS nominal position、GX 1+4 は HXD nominal position で観測が行われたため、5.2.2 節に記述した通り const は XIS-FI、BI、HXD-PIN の間の強度比を各々 1: 1.031: 1.171、1: 1.0025: 1.1757 として定数倍を行った。

GX 1+4 のモデル 1 によるフィットの結果、 $\chi^2_{\nu}(\text{d.o.f}) = 9.14(3754)$ が得られた。各パラメータは、 $N_{\text{H}} = 1.9 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ 、 $\Gamma = 1.54$ 、 $\text{Normalization} = 0.19 \text{ photons keV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ であった。 $\chi^2_{\nu} \gg 1$ と悪く、4 keV 以下と 15 – 40 keV ではデータよりモデルが下がってしまった。また、50 keV 以上ではデータがモデルよりも下がっている。6.4 keV と 7 keV 付近には輝線成分が見られた。このモデルではスペクトルを再現することはできなかった。

IGR J16393–4643 のモデル 1 によるフィットの結果、 $\chi^2_{\nu}(\text{d.o.f}) = 2.18(459)$ が得られた。各パラメータは、 $N_{\text{H}} = 3.4 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ 、 $\Gamma = 1.45$ 、 $\text{Normalization} = 1.19 \times 10^{-2} \text{ photons keV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ であった。3 keV 以下と 20 keV 以上のエネルギー帯域ではモデルとデータが合っていない。また、6.4 keV と 7 keV 付近に輝線成分が見られる。フィット結果から、モデル 1 ではデータを再現できない。

高エネルギー側で指数関数的な cutoff を受けたべき関数成分

モデル 1 のフィット結果から、高エネルギー側でスペクトルの折れ曲がりが見られたため モデル 2. 高エネルギー側で指数関数的な cutoff を受けたべき関数成分 でスペクトルフィットを行った。

モデル 2. $\text{const} \times \text{phabs} \times \text{cutoffpl}$

cutoffpl は高エネルギー側で cutoff を受けたべき関数成分を表している。その式は次のようである。

$$A(E) = KE^{-\Gamma} \exp(-E/E_{\text{cutoff}}) \quad (5.5)$$

パラメータは光子定数 (Photon Index) Γ 、高エネルギー側での指数関数的な cutoff E_{cutoff} 、強度 Normalization である。

GX 1+4 のモデル 2 によるフィットの結果、 $\chi^2_{\nu}(\text{d.o.f}) = 5.15(3753)$ が得られた。図 5.21 にモデル 2 でフィットを行ったスペクトルを示す。各パラメータは $N_{\text{H}} = 1.6 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ 、 $\Gamma = 1.00$ 、 $\text{Normalization} = 0.19 \text{ photons keV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ であった。スペクトル上で、20 keV 以上のデータとモデルの残差は改善されたが、15 – 20 keV でデータがモデルよりも下がってしまっている。 χ^2_{ν} も悪く、このモデルでもデータを再現することはできていない。

IGR J16393-4643 のモデル 2 のフィットの結果、 $\chi^2_{\nu}(\text{d.o.f}) = 1.34(458)$ が得られた。図 5.25 にモデル 2 でフィットを行ったスペクトルを示す。各パラメータは、 $N_{\text{H}} = 2.5 \pm 0.1 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ 、 $\Gamma = 0.12 \pm 0.11$ 、 $E_{\text{cutoff}} = 10.7^{+1.0}_{-0.9} \text{ keV}$ 、 $\text{Normalization} = 1.50^{+0.30}_{-0.25} \times 10^{-3} \text{ photons keV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ であった。 χ^2_{ν} は改善されたが、15 keV 以上でデータとモデルの残差にうねりがみられる。このモデルでも 2 天体共にスペクトルを再現することができなかった。

輝線成分

モデル 1 と 2 のフィット結果から 6.4 keV と 7 keV 付近に見られる輝線を再現するために輝線成分を表す gaussian を加えた モデル 3. 高エネルギー側で指数関数的な cutoff を受けたべき関数成分 + 輝線成分 $\times 2$ でフィットを行った。

モデル 3. $\text{const} \times \text{phabs}(\text{cutoffpl} + \text{gaussian}[\text{Fe-K}\alpha] + \text{gaussian}[\text{Fe-K}\beta])$

gaussian の式を以下に示す。

$$A(E) = K \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{E - E_{\text{line}}}{\sigma}\right)^2\right) \quad (5.6)$$

gaussian のパラメータは、輝線の中心エネルギー E_{line} (keV)、輝線の幅 σ (eV)、強度 (Normalization) K である。6.4 keV 付近に見られる輝線成分は、輝線の中心エネルギー 6.4 keV の中性 Fe-K α 輝線であると考えられる。7 keV 付近に見られる輝線成分は、Fe-K α 輝線と放射を共にする輝線の中心エネルギー 7.06 keV の中性 Fe-K β 輝線であると仮定し、フィットを行った。GX 1+4 は、Fe-K α 輝線と Fe-K β 輝線は放射起源が同じであると考えられるため、Fe-K β 輝線の輝線の幅 σ は Fe-K α 輝線の値にリンクさせてフィットを行った。IGR J16393-4643 は、スペクトルフィットから Fe-K β 輝線の中心エネルギー E_{line} と、Fe-K α 輝線と Fe-K β 輝線の輝線の幅 σ は求まらなかったため、7.06 keV と 0 にそれぞれ固定した。GX 1+4 のフィットの結果を表 5.8 と図 5.22、IGR J16393-4643 のフィット結果を表 5.9 と図 5.26 にそれぞれ示す。

GX 1+4 のモデル 3 によるフィットの結果、 $\chi^2_{\nu}(\text{d.o.f}) = 1.37(3748)$ が得られた。モデル 1、2 で見られていた 6.4 keV と 7 keV 付近のデータの盛り上がりを再現することができた。また、6.4 keV 付近に見られた輝線成分の中心エネルギーは、 $E_{\text{line}} = 6.422^{+0.002}_{-0.003} \text{ keV}$ を得た。これより、6.4 keV 付近に見られた輝線成分は、中心エネルギー 6.4 keV の中性または低電離した物質から放射された Fe-K α 輝線であるとわかった。Fe-K α 輝線の $\text{Normalization} = 1.46 \pm 0.02 \times 10^{-3} \text{ photons keV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 、Fe-K β 輝線の $\text{Normalization} = 3.18^{+0.17}_{-0.18} \times 10^{-4} \text{ photons keV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ となった。ここで、これら 2 つの輝線成分の強度比について考える。Fe-K α 輝線 と Fe-K β 輝線の強度比は 150 : 17 であるので (Kikoïn 1976)、Fe-K β 輝線の強度は Fe-K α 輝線の強度の 0.113 倍である。フィットから得られた Fe-K α 輝線と Fe-K β 輝線の強度を比較すると、Fe-K α 輝線の強度は Fe-K β 輝線の強度のおよそ 0.2 倍である。オーダー単位でこの強度比にあてはまっている。さらに、フィットから、7 keV 付近に見られた輝線の中心エネルギーは $E_{\text{line}} = 7.08 \pm 0.01 \text{ keV}$ であった。したがって、7 keV 付近に見られた輝線成分は Fe-K β 輝線であると考えられる。

IGR J16393-4643 のモデル 3 によるフィットの結果、 $\chi^2_{\nu}(\text{d.o.f}) = 1.23(455)$ が得られた。GX 1+4 と同様に、モデル 1、2 で見られた 6.4 keV と 7 keV 付近のデータの盛り上がりを再現することができた。フィットから、6.4 keV 付近に見られた輝線成分の中心エネルギーは、 $E_{\text{line}} = 6.39^{+0.02}_{-0.03} \text{ keV}$ を得た。これより、6.4 keV 付近に見られた輝線成分は、中性 Fe-K α 輝線と考えられる。また、Fe-K α 輝線の $\text{Normalization} = 3.06^{+0.68}_{-0.70} \times 10^{-5} \text{ photons keV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 、Fe-K β 輝線の $\text{Normalization} = 1.10 (<7.20) \times 10^{-6} \text{ photons keV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ となった。フィットから

得られた Fe-K α 輝線と Fe-K β 輝線の強度を比較すると、Fe-K β 輝線の強度は Fe-K α 輝線の強度のおよそ 0.04 倍、Fe-K β 輝線の強度の上限値と比較するとおよそ 0.2 倍である。よって、誤差の範囲内で予想される強度比と合っている。したがって、7 keV 付近に見られた輝線成分は Fe-K β 輝線であると考えられる。

GX 1+4 と IGR J16393-4643 共に、モデル 3 で輝線成分を再現することができたが、15 keV 以上においてデータとモデルが合っていないことがわかる。よって、モデル 3 でもデータをまだ十分に再現することができていない。

逆コンプトン散乱 (種光子 = BB)

5.2.3 節の 3 天体と同様に、スペクトルの連続成分は、中性子星からの黒体放射が周辺に存在する高温コロナにより逆コンプトン散乱をされた成分を仮定し、モデル 4. BB を種光子とした逆コンプトン散乱 + 輝線成分 $\times 2$ によりフィットを行った。

モデル 4. $\text{const} \times \text{phabs}(\text{compTT} + \text{gaussian}[\text{Fe-K}\alpha] + \text{gaussian}[\text{Fe-K}\beta])$

5.2.3 節で用いた compPS モデルは、高温コロナの形状を球体と仮定した場合、高温コロナの光学的厚さ τ の上限値は 3 までに制限されてしまう。 τ が 3 以下と小さい場合を仮定しているため、 τ の大きい天体には、compPS モデルを適用することはできない。GX 1+4 と IGR J16393-4643 は過去の観測から、高温コロナの光学的厚さ τ が 3 以上と大きい値であることがわかっている。compPS モデルによってスペクトルフィットを試みたが、 $\tau > 3$ となり、compPS モデルによってスペクトルを再現することはできなかった。これより、今回は τ の値が大きい天体についても適用することができる compTT モデルを用いてスペクトルフィットを行った。

compTT は種光子を BB として、これが周辺に存在する高温コロナによって逆コンプトン散乱を受けた場合を表すモデルである (Titarchuk 1994)。パラメータは、赤方偏移、BB の温度 T_0 (keV)、高温コロナの電子温度 kT (keV)、高温コロナの光学的厚さ τ 、高温コロナの形状 (geometry)、強度 (Normalization) である。赤方偏移の値は観測からわかっていないため、0 に固定した。高温コロナの形状は、中性子星の周囲に存在していると仮定していることから球体を仮定した。

GX 1+4 のモデル 4 によるフィットの結果、 $\chi^2_{\nu}(\text{d.o.f}) = 1.19(3746)$ が得られた。モデル 4 によるフィット結果を表 5.8 と図 5.23 に示す。モデル 2、3 で見られた 15 - 20 keV 付近のデータとモデルの残差を改善することができたが、高エネルギー側で残差のうねりが見られる。

IGR J16393-4643 のモデル 4 によるフィットの結果、 $\chi^2_{\nu}(\text{d.o.f}) = 1.11(454)$ が得られた。モデル 4 によるフィット結果を表 5.9 と図 5.27 に示す。高エネルギー側のデータとモデルの残差が改善され、このモデルでスペクトルをよく再現できたといえる。

反射成分

Fe-K α 輝線と Fe-K β 輝線の蛍光 X 線が観測されていることから、降着円盤などにより散乱された反射成分も同時に放射されていると考えられる。そこで、モデル 4 に反射成分を加えたモデル 5. BB を種光子とした逆コンプトン散乱 + 反射成分 + 輝線成分 $\times 2$ によってフィットを行った。

モデル 5. $\text{const} \times \text{phabs}(\text{compTT} + \text{pexriv} + \text{gaussian}[\text{Fe-K}\alpha] + \text{gaussian}[\text{Fe-K}\beta])$

pexriv は、高エネルギー側で指数関数的な cutoff を受けたべき関数成分の入射スペクトルが、電離した物質により散乱された成分と入射スペクトルの和を表すモデルである (Magdziarz & Zdziarshi

1995)。そのパラメータは、光子定数 (Photon Index) Γ 、高エネルギー側の cutoff E_{cutoff} 、反射成分のスケールリングファクター rel_{refl} 、赤方偏移 z 、He よりも重い元素の存在量 (Abundance)、Fe の存在量 (Fe-Abundance)、反射面に対する視線方向の傾き (Inclination angle) の余弦、降着円盤の温度、電離パラメータ ξ 、強度 (Normalization) である。He よりも重い元素の存在量と Fe の存在量はそれぞれ太陽の金属量存在比と同じである 1 に固定した (Anders & Grevesse 1989)。視線方向の傾きの余弦はスペクトルからは決まらないため、横方向から見ていると仮定して 60° に固定した。降着円盤の温度は、降着円盤の最内縁温度を仮定して 10^6 K に固定してフィットを行った。pexriv のパラメータは rel_{refl} と ξ のみフリーにしてフィットを行った。 rel_{refl} の値は $\text{rel}_{\text{refl}} < 0$ とすると高エネルギー側に cutoff をもつべき関数成分なしで反射成分のみ表すことができる。 $\text{rel}_{\text{refl}} < 0$ とすることで反射成分の強度を求めた。 Γ と E_{cutoff} 、Normalization それぞれの値もフリーにしてフィットを行った場合、値は決まらなかったため、次の手順でこれらの値を推定した。

- (1) まず、cutoffpl モデルのみでスペクトルフィットを行い、 Γ と高エネルギー側の cutoff、Normalization の各値を求める。
- (2) (1) で求めた各パラメータの値を、スペクトルをモデル 5 でフィットする際の pexriv のパラメータに入れ、(1) の値に固定してフィットを行う。
- (3) (2) で求めた comTT の値でスペクトルを fakeit コマンドでシミュレーションし、モデルスペクトルを作成する。
- (4) (3) で作成したモデルスペクトルを cutoffpl モデルで再度フィットを行い、各パラメータの値を求める。
- (5) (4) で求めた Γ と E_{cutoff} 、Normalization パラメータの値をモデル 5 の pexriv に固定して入れて再度フィットを行い、他のパラメータの値を求める。
- (6) (3) から (5) までの過程を収束するまで数回繰り返す。

GX 1+4 のモデル 5 によるフィットの結果、 $\chi^2_{\nu}(\text{d.o.f}) = 1.15(3745)$ が得られた。モデル 5 のフィットの結果を表 5.8 と図 5.24 に示す。 χ^2_{ν} と 15 keV 以上の帯域での残差に改善が見られ、このモデルでよくスペクトルを再現できたといえる。

IGR J16393-4643 のモデル 5 によるフィットの結果、 $\chi^2_{\nu}(\text{d.o.f}) = 1.10(452)$ が得られた。モデル 5 のフィットの結果を表 5.9 と図 5.28 に示す。モデル 4 と比較して、高エネルギー側の残差に大きな改善は見られず、モデル 5 はモデル 4 とほぼ同じ形であることがわかった。モデル 5 でもスペクトルをよく再現することができた。

表 5.8: GX 1+4 のモデル 3、モデル 4 とモデル 5 によるフィット結果

component	parameter	モデル 3	モデル 4	モデル 5
phabs	$N_{\text{H}}^{\text{Gal}} (\times 10^{22} \text{cm}^{-2})$	$15.07^{+0.07}_{-0.06}$	$10.91^{+0.08}_{-0.04}$	$10.73^{+0.08}_{-0.07}$
cutoff power law	Γ	0.97 ± 0.01	–	–
	$E_{\text{cutoff}} (\text{keV})$	$33.1^{+0.6}_{-0.5}$	–	–
	Normalization ¹	$6.99 \pm 0.10 \times 10^{-2}$	–	–
compTT	$T_0 (\text{keV})$	–	1.41 ± 0.01	1.45 ± 0.01
	$kT (\text{keV})$	–	12.4 ± 0.1	15.2 ± 0.2
	τ	–	3.80 ± 0.03	$3.04^{+0.09}_{-0.07}$
	Normalization	–	$1.44^{+0.01}_{-0.02} \times 10^{-2}$	$1.08 \pm 0.04 \times 10^{-2}$
pexriv	rel_{refl}	–	–	$0.29^{+0.01}_{-0.02}$
	ξ	–	–	< 2.33
gaussian (Fe-K $_{\alpha}$)	$E_{\text{line}} (\text{keV})$	$6.422^{+0.002}_{-0.003}$	6.422 ± 0.001	6.422 ± 0.001
	$\sigma (\text{eV})$	$0 (< 20)$	$0 (< 8)$	$0 (< 7)$
	Normalization ²	$1.46 \pm 0.02 \times 10^{-3}$	$1.31 \pm 0.02 \times 10^{-3}$	$1.28 \pm 0.02 \times 10^{-3}$
	EW (eV)	153^{+3}_{-2}	146 ± 2	143^{+3}_{-2}
gaussian (Fe-K $_{\beta}$)	$E_{\text{line}} (\text{keV})$	7.08 ± 0.01	7.06 ± 0.01	7.06 ± 0.01
	$\sigma (\text{eV})$ ³	0	0	0
	Normalization ²	$3.18^{+0.17}_{-0.18} \times 10^{-4}$	$2.28^{+0.17}_{-0.16} \times 10^{-4}$	$2.21 \pm 0.16 \times 10^{-4}$
	EW (eV)	41^{+3}_{-2}	30 ± 2	29 ± 2
	F_{2-10} ⁴	4.4	4.4	4.4
	L_{2-10} ⁵	1.78	1.43	1.42
	$\chi^2_{\nu}(\text{d.o.f})$	1.38(3748)	1.19(3746)	1.15(3745)

¹Normalization = photons $\text{keV}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ at 1 keV

²Normalization = photons $\text{keV}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$

³gaussian (Fe-K $_{\alpha}$) の σ の値とリンクしている。

⁴吸収補正していない 2 – 10 keV のフラックス。単位は $10^{-10} \text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$ 。

⁵吸収補正した 2 – 10 keV の光度。単位は $10^{36} \text{erg s}^{-1}$ 。天体までの距離は 4.3 kpc (Hinkle et al. 2006) と仮定した。

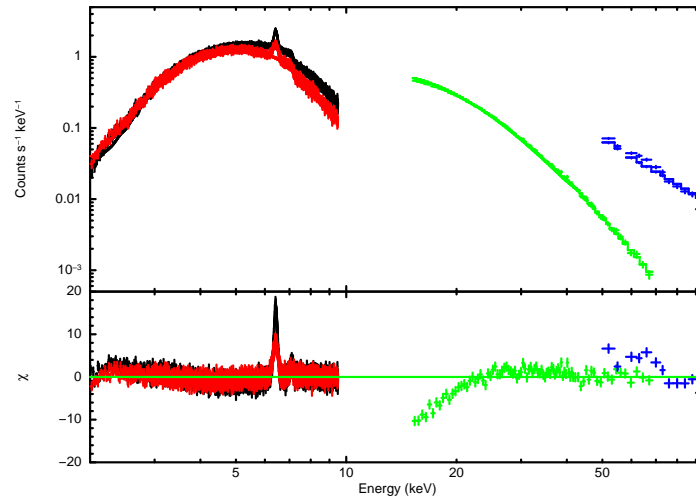


図 5.21: GX 1+4 のモデル 2 によるフィットの図。XIS-FI は黒、XIS-BI は赤、HXD-PIN は緑、HXD-GSO は青である。

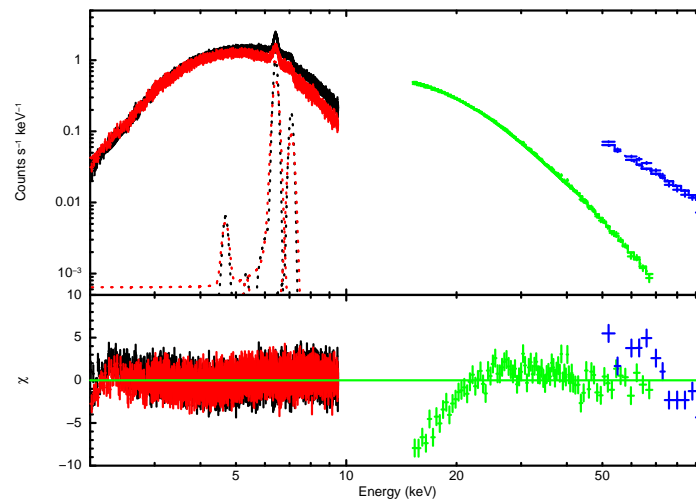


図 5.22: GX 1+4 のモデル 3 によるフィットの図。

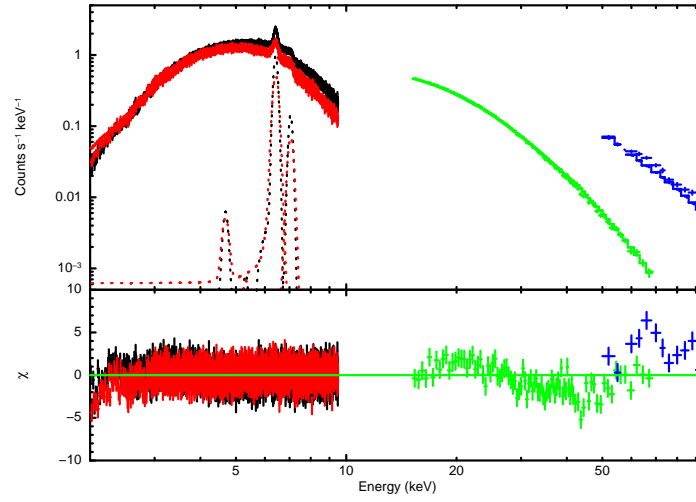


図 5.23: GX 1+4 のモデル 4 によるフィットの図。

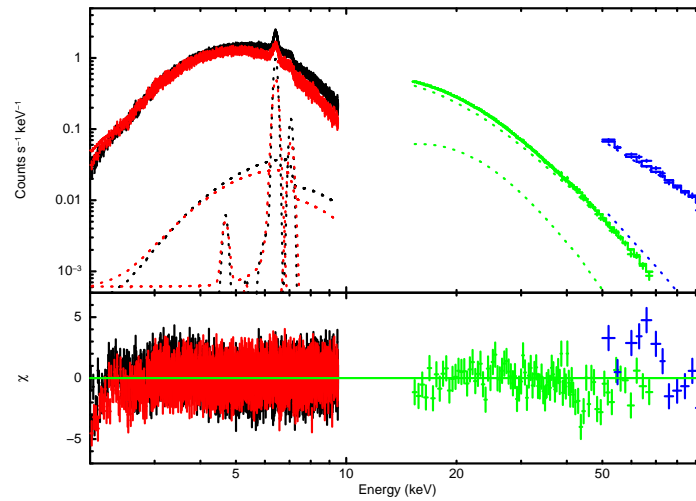


図 5.24: GX 1+4 のモデル 5 によるフィットの図。

表 5.9: IGR J163939–4643 のモデル 3、モデル 4 と 5 によるフィット結果

component	parameter	モデル 3	モデル 4	モデル 5
phabs	$N_{\text{H}}^{\text{Gal}} (\times 10^{22} \text{cm}^{-2})$	23.9 ± 1.0	27.4 ± 1.0	$26.6^{+1.1}_{-1.2}$
cutoff power law	Γ	$0.05^{+0.12}_{-0.11}$	–	–
	$E_{\text{cutoff}} (\text{keV})$	$10.4^{+1.0}_{-0.8}$	–	–
	Normalization ¹	$1.29^{+0.26}_{-0.22} \times 10^{-3}$	–	–
compTT	$T_0 (\text{keV})$	–	$0.33 (< 0.92)$	$0.30 (< 1.01)$
	$kT (\text{keV})$	–	$5.44^{+0.17}_{-0.16}$	$5.15^{+0.27}_{-0.32}$
	τ	–	$7.87^{+0.42}_{-0.39}$	$8.12^{+0.55}_{-0.47}$
	Normalization	–	$3.46^{+5.73}_{-2.38} \times 10^{-3}$	$3.42^{+7.34}_{-1.19} \times 10^{-3}$
pexriv	rel_{refl}	–	–	$0.31^{+0.27}_{-0.26}$
	ξ	–	–	$92 (< 191)$
gaussian (Fe- K_{α})	$E_{\text{line}} (\text{keV})$	$6.39^{+0.02}_{-0.03}$	$6.39^{+0.02}_{-0.03}$	$6.38^{+0.03}_{-0.02}$
	$\sigma (\text{eV})$	0(f)	0(f)	0(f)
	Normalization ²	$3.06^{+0.68}_{-0.70} \times 10^{-5}$	$3.25^{+0.73}_{-0.74} \times 10^{-5}$	$3.02^{+0.74}_{-0.73} \times 10^{-5}$
	EW (eV)	48^{+10}_{-11}	48^{+10}_{-11}	45 ± 11
gaussian (Fe- K_{β})	$E_{\text{line}} (\text{keV})$	7.06(f)	7.06(f)	7.06(f)
	$\sigma (\text{eV})$	0(f)	0(f)	0(f)
	Normalization ²	$1.10 (< 7.20) \times 10^{-6}$	$3.71 (< 10.1) \times 10^{-6}$	$4.84 (< 72.8) \times 10^{-7}$
	EW (eV)	$2 (< 12)$	$7 (< 19)$	$0.9 (< 13)$
	F_{2-10}^3	2.39	2.36	2.35
	L_{2-10}^4	5.87	6.88	6.65
	$\chi^2_{\nu}(\text{d.o.f})$	1.23(455)	1.11(454)	1.10(452)

*(f) は値を固定しているという意味である。

¹Normalization = photons $\text{keV}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ at 1 keV

²Normalization = photons $\text{keV}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$

³吸収補正していない 2 – 10 keV のフラックス。単位は $10^{-11} \text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$ 。

⁴吸収補正した 2 – 10 keV の光度。単位は $10^{35} \text{erg s}^{-1}$ 。天体までの距離は $d = 10 \text{kpc}$ (Bodaghee et al. 2006) と仮定した。

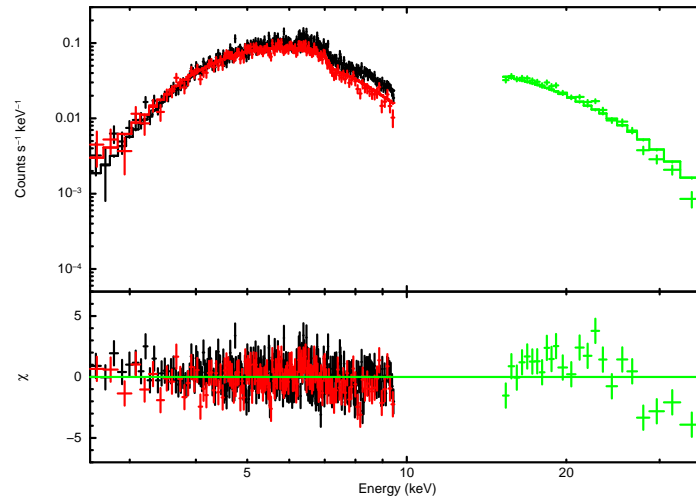


図 5.25: IGR J16393-4643 のモデル 2 によるフィットの図。XIS-FI は黒、XIS-BI は赤、HXD-PIN は緑である。

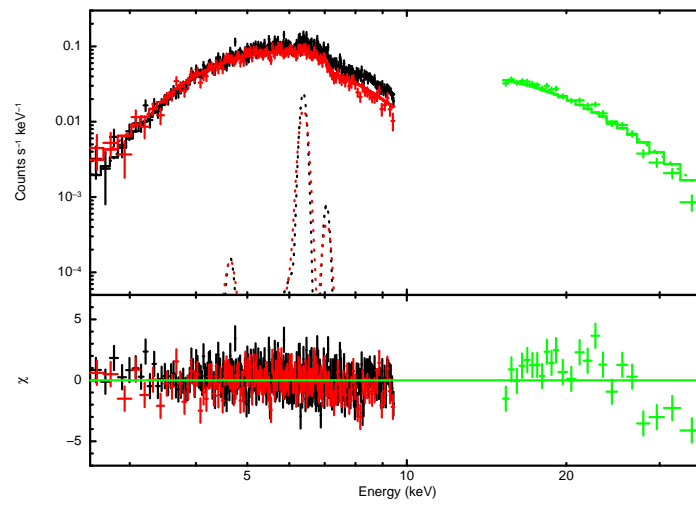


図 5.26: IGR J16393-4643 のモデル 3 によるフィットの図。

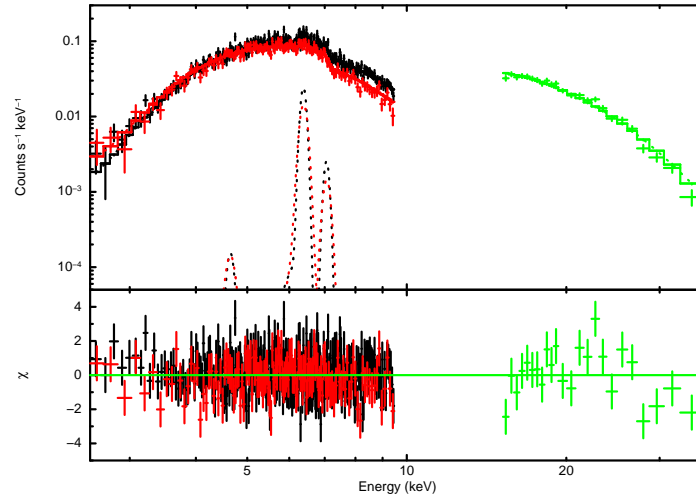


図 5.27: IGR J16939-4643 のモデル 4 によるフィットの図。

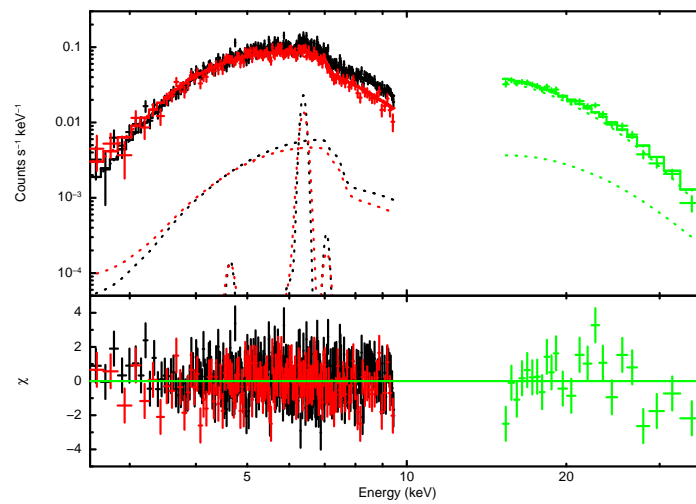


図 5.28: IGR J16393-4643 のモデル 5 によるフィットの図。

5.3 IGR J16194–2810、4U 1954+31、4U 1700+24 の時間変動解析

xselect 2.4 を用いて IGR J16194–2810 の XIS 0 と HXD-PIN の光度曲線を作成し、lcurve 1.0 を用いてカウントレートの時間変化を調べた。図 5.29 に IGR J16194–2810 の XIS 0 の 0.5 – 2 keV、2 – 10 keV、HXD-PIN の 15 – 50 keV の光度曲線とそれらの比を取ったものを示す。図 5.30 にはこれらの color-color 図を示す。光度曲線は 1 bin あたり 250 秒に bin まとめをしている。図 5.29 の XIS 0 の光度曲線から、数 100 秒のタイムスケールで 1 秒あたりのカウント数が 1.5 – 4 倍程度変動していることがわかった。時間変動を調べるために、XIS-FI と HXD-PIN のデータにおいて、光度の「高い」とき (high state) と「低い」とき (low state) にわけて各々のスペクトルを作成し、明るさの変化によってスペクトルに変動がみられるか調べた。それぞれの割合がおよそ等しくなるように、XIS 0 の光度曲線から、high state は、1 秒あたりのカウント数がおよそ 1.65 以上、low state は 1 秒あたりのカウント数がおよそ 1.05 以下と決めた。この high state と low state の時間帯から各々のスペクトルを作成する。high state と low state の時間帯の GTI (Good Time Interval) ファイルを作成し、xselect 2.4 を用いて、XIS-FI と HXD-PIN の cleaned event ファイルにこの GTI をかけて high state と low state のスペクトルを作成した。

XIS-FI の時間平均スペクトルと high state、low state のスペクトルのカウントレートはそれぞれ 1.45 cts s^{-1} 、 2.15 cts s^{-1} 、 0.79 cts s^{-1} を得た。時間平均スペクトルと比較すると、Flux は high state で 1.5 倍、low state で 0.55 倍変化していることがわかった。一方、HXD-PIN の 20 – 50 keV の時間平均スペクトルと high state、low state では、カウントレートはどの時間帯においてもほぼ同程度であり、 $\sim 0.03 \text{ cts s}^{-1}$ を得た。これより、光度曲線上では変動が見られたものの、スペクトルでは光度の変化による変動は見られなかった。これは color-color がほぼ一定に存在していることと一致する。これらのスペクトルの変動を調べるために、5.2.3 節の時間平均スペクトルのベストフィットモデルであるモデル 4 の形のまま Flux を定数倍し、フィットを行った。high state と low state のスペクトルの同時フィットの結果、 $\chi^2_{\nu}(\text{d.o.f}) = 1.34 (703)$ を得た。high state と low state のスペクトルは共に大きな変動は見られず、両方のスペクトルは、IGR J16194–2810 ベストフィットモデルで再現することができた。

図 5.29 の光度曲線から、65 ksec 付近で、各エネルギー帯域のカウント数は低く、XIS 0 の 0.5 – 2 keV、2 – 10 keV の比が平均よりも高いデータが 4 bin (約 1000 sec) 見られた。また、図 5.30 の color-color 図上でもこの変化が見られた。これらの 4 bin について、先ほどと同様に、4 bin の時間帯域の GTI ファイルを作成し、XIS-FI と HXD-PIN の cleaned event ファイルにこの GTI をかけてスペクトルを作成することで、スペクトル上で変動が見られるかどうか調べた。

まず、このスペクトルを時間平均スペクトルと同時プロットすることで比較した。図 5.31 に時間平均スペクトルと 4 bin のスペクトルを同時にプロットしたものを示す。4 bin のスペクトルは、高エネルギー側のデータは一致していたが、低エネルギー側の残差が大きいことがわかった。このスペクトル上に見られる低エネルギー側の大きな変動が、color-color 図上の変化を作っていると考えられる。次に、実際にこの 4 bin のスペクトルを 5.2.3 節のベストフィットモデルであるモデル 4. phabs(compPS (seed=DBB) + compPS (seed=BB)) でフィットを行ったところ、2 keV 以下の低エネルギー側でデータとモデルに残差が見られた。強度変化を調べるために、compPS(seed = DBB) と compPS(seed = BB) の $\text{Normalization}_{\text{DBB}}/\text{Normalization}_{\text{BB}}$ のみをフリーにし、その他全てのパラメータはモデル 4 で求めたベストフィットの値に固定してフィットを行った結果、compPS(seed = DBB) の $\text{Normalization}_{\text{DBB}}$ の値は 0 となり、compPS(seed = DBB) は検出されなかった。したがって、光度曲線上の 65 ksec 付近の時間帯域では、compPS(seed = DBB) で再現されていた低エネルギー側の放射は観測されていないと解釈することができる。

4U 1954+31 と 4U 1700+24 の時間変動についても調査した。図 5.32 と図 5.33 に 4U 1954+31

と 4U 1700+24 の XIS の 0.5 – 1 keV と 1 – 10 keV の光度曲線と 0.5 – 1 keV と 1 – 10 keV の比をとったものを示す。4U 1954+31 の 1 – 10 keV の光度曲線では 25 ksec 付近で特徴的なフレアが見られる。一方 0.5 – 1 keV の光度曲線ではフレアは検出されず、光度曲線の時間変化もほとんど見られなかった。0.5 – 1 keV の光度曲線が変動していないと仮定した場合の χ^2_{ν} (d.o.f) = 0.5 (456) であり、このことから変動はほとんどしていないことがわかる。hardness ratio も 1 – 10 keV の hard 側の変動をとらえている。

4U 1700+24 の光度曲線では、0.5 – 1 keV と 1 – 10 keV の光度曲線で時間変動がみられ、0.5 – 1 keV の χ^2_{ν} (d.o.f) = 1.18 (346) を得た。5 ksec や 50 ksec 付近のフレアは 0.5 – 1 keV でも見られており、1 – 10 keV と同期した変動が見られる。

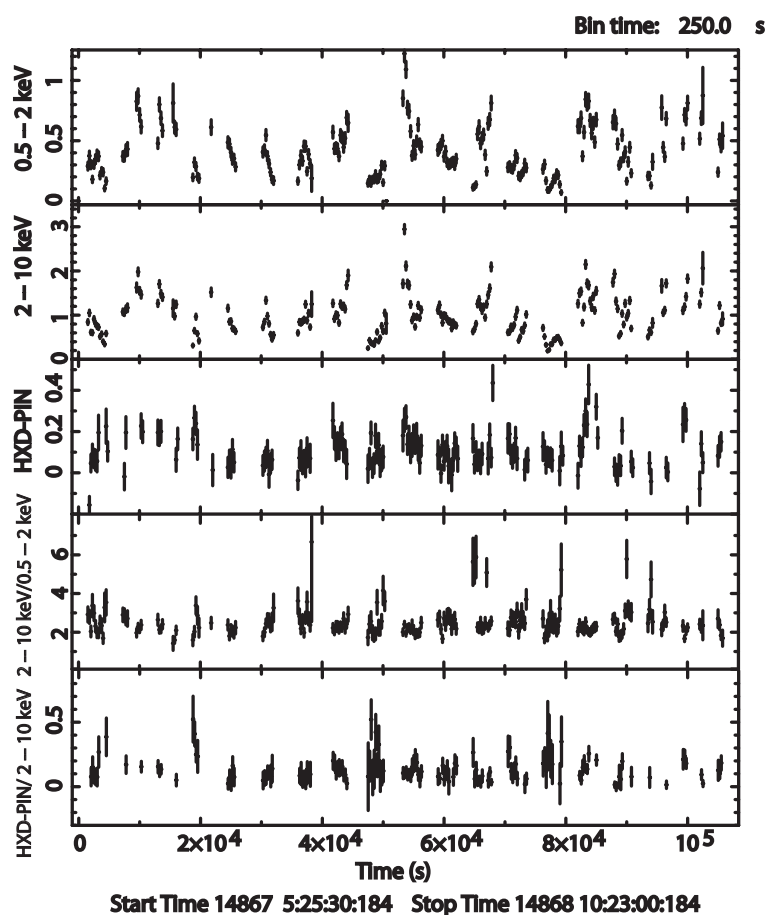


図 5.29: IGR J16194-2810 の光度曲線。上から順番に、XIS 0 の 0.5 – 2 keV、2 – 10 keV、HXD-PIN の 15 – 50 keV、XIS 0 の 2-10 keV と 0.5 – 2 keV の比と XIS 0 の 2 – 10 keV と HXD-PIN の 15 – 50 keV の比である。

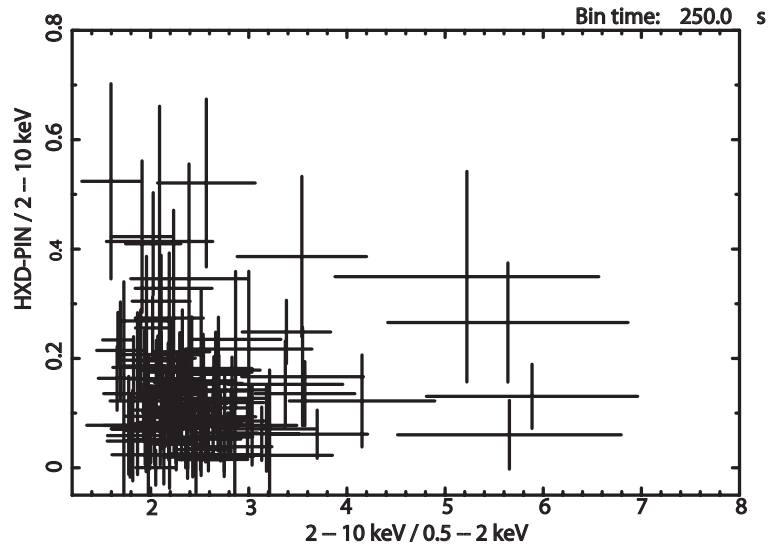


図 5.30: XIS-0 の 0.5 – 2 keV、2 – 10 keV、HXD-PIN の color-color 図。横軸が 0.5 – 2 keV と 2 – 10 keV の比、縦軸が 2 – 10 keV と HXD-PIN の比である。

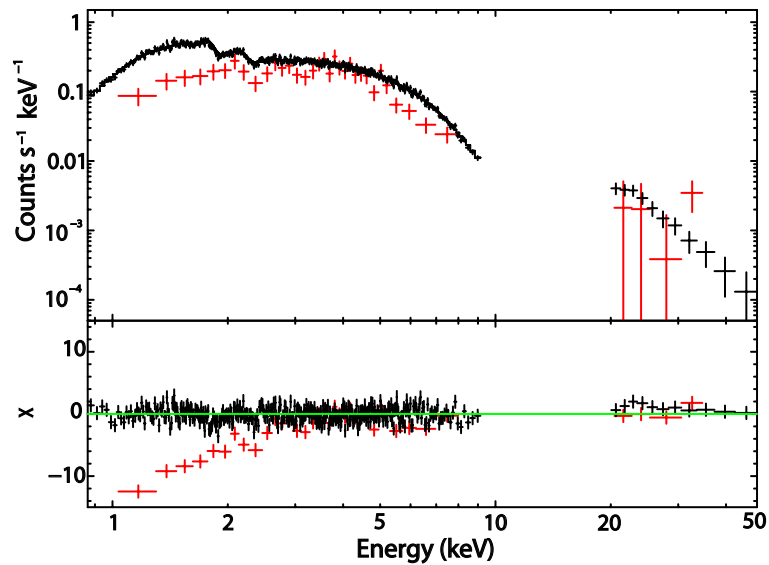


図 5.31: IGR J16194-2810 の時間平均スペクトルと 4 bin (= 1000 sec) のスペクトルを同時にプロットした図。5.2.3 節のベストフィットモデルでフィットをしている。黒は時間平均スペクトル、赤は 4 bin のスペクトルである。

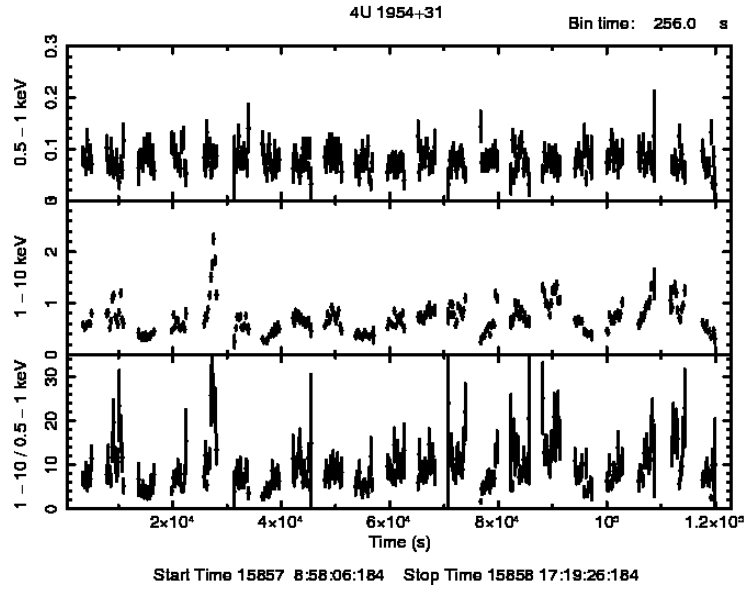


図 5.32: 4U 1954+31 の光度曲線。上から順番に、XIS の 0.5 – 1 keV、1 – 10 keV、1 – 10 keV と 0.5 – 1 keV の比。

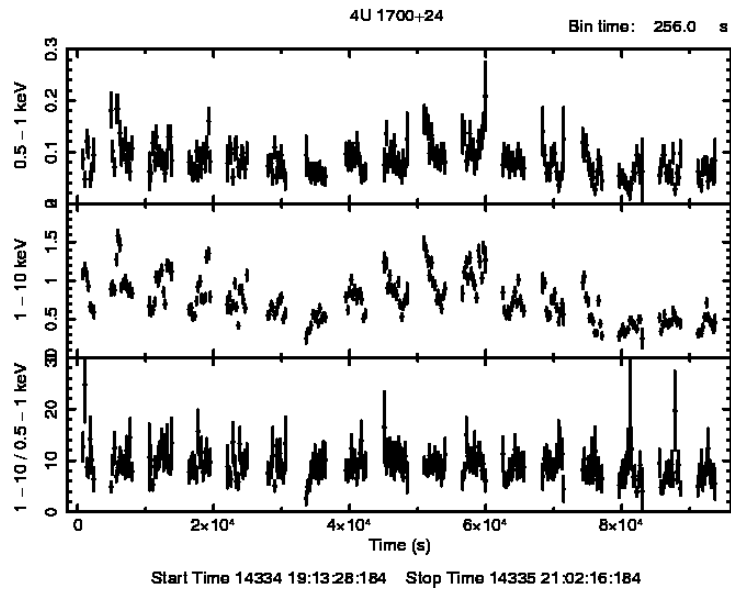


図 5.33: 4U 1700+24 の光度曲線。上から順番に、XIS の 0.5 – 1 keV、1 – 10 keV、1 – 10 keV と 0.5 – 1 keV の比。

第6章 議論

6.1 時間平均エネルギースペクトルの解析結果のまとめ

「すざく」の観測データを用いて IGR J16194–2810、GX 1+4、IGR J16393–4643、4U 1954+31、4U 1700+24 の解析を行った。5.2.2 節で示したように、IGR J16194–2810、4U 1954+31、4U 1700+24 と GX 1+4、IGR J16393–4643 でスペクトルの特徴に違いが見られた。したがって、IGR J16194–2810、4U 1954+31、4U 1700+24 と GX 1+4、IGR J16393–4643 の2つの場合に分けて時間平均スペクトルの解析を行った。

IGR J16194–2810、4U 1954+31、4U 1700+24 の時間平均スペクトルの解析の結果、IGR J16194–2810 と 4U 1700+24 は低エネルギー側は降着円盤からの多温度黒体放射またはこれを種光子とした逆コンプトン散乱成分 (compPS (seed = DBB) モデル)、高エネルギー側は中性子星表面からの放射が周辺に存在する高温コロナによって逆コンプトン散乱された成分 (compPS (seed = BB) モデル) で再現することができた。一方、4U 1954+31 のスペクトルは、低エネルギー側は光学的に薄い衝突電離平衡にある熱的プラズマからの放射 (apec モデル)、高エネルギー側は同様に compPS (seed = BB) モデルでスペクトルを再現することができた。表 6.1 に IGR J16194–2810、4U 1954+31、4U 1700+24 のスペクトルのベストフィットの値を示す。

GX 1+4 と IGR J16393–4643 は銀河系の星間物質による吸収が $N_{\text{H}} > 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ と強いため、2 keV 以下の成分検出されなかった。スペクトルの連続成分は中性子星表面からの黒体放射が、周辺に存在する高温のコロナによって逆コンプトン散乱成分 (compTT モデル) で再現することができた。GX 1+4 と IGR J16393–4643 の高温コロナの光学的厚さは、 $\tau > 3$ と大きく、compPS の τ の上限値の 3 を超えてしまっているため、これら 2 天体は compTT モデルを採用した。スペクトルの 6.4 keV 付近と 7 keV 付近には輝線成分が見られ、中性の Fe-K α 輝線 と Fe-K β 輝線を仮定することによりスペクトルを再現することができた。10 keV 以上の高エネルギー側では compTT モデルのみではスペクトルを再現することはできず、反射成分 (pexriv モデル) を加えることによってスペクトルを再現することができた。表 6.2 に、GX 1+4 と IGR J16393–4643 のスペクトルのベストフィットの結果を示す。

これら 5 天体の解析結果から、SyXB の高エネルギー側の連続成分は、LMXB の Low/Hard 状態のスペクトルと同様に中性子星表面からの黒体放射を種光子とした逆コンプトン散乱成分を仮定することにより再現することができると考えられる。スペクトルの低エネルギー側の成分は、降着円盤起源または熱的プラズマを起源とした放射で再現することができるとわかった (もしくは、吸収が強いためこれらが観測されない)。また、天体の光度が高くなると、Fe-K α 輝線 や Fe-K β 輝線 が顕著に現れてくることがわかった。

表 6.1: IGR J16194–2810、4U 1954+31、4U 1700+24 のベストフィット結果

component	parameter	IGR J16194–2810	4U 1954+31	4U 1700+24
phabs	$N_{\text{H}}^{\text{Gal}} (\times 10^{22} \text{ cm}^{-2})$	0.65 ± 0.15	$1.15^{+0.13}_{-0.11}$	0.04 (f)
	T_e (keV)	100 (f)	–	100(f)
compPS(seed = DBB)	T_{DBB} (keV)	0.11 ± 0.02	–	$0.04 (< 0.07)$
	τ_{DBB}	$(0.1 \leq) 0.2$	–	$0.13 (< 0.36)$
Normalization _{DBB} ¹	Normalization _{DBB} ¹	$2.07^{+5.13}_{-1.62} \times 10^4$	–	$(8.4 \times 10^3 <) 2.12 \times 10^5$
	R_{DBB} (km)	75^{+65}_{-40}	–	$(5 <) 27$
apec	kT (keV)	–	$0.06^{+0.010}_{-0.005}$	–
	Normalization	–	63^{+320}_{-52}	–
compPS(seed = BB)	T_e (keV)	100 (f)	$71 (< 183)$	100(f)
	T_{BB} (keV)	1.05 ± 0.05	$1.10^{+0.07}_{-0.10}$	0.76 ± 0.03
Normalization _{BB} ²	τ_{BB}	0.6 ± 0.1	$0.63^{+1.04}_{-0.24}$	$0.32^{+0.05}_{-0.07}$
	Normalization _{BB} ²	$3.36^{+0.34}_{-0.36}$	$0.42^{+0.11}_{-0.08}$	$1.19^{+0.20}_{-0.21}$
R_{BB} (m)	R_{BB} (m)	680^{+30}_{-40}	110^{+14}_{-11}	46 ± 4
	F_{2-10} ³	41.3	5.78	3.85
χ^2_r (d.o.f)	L_{2-10} ⁴	71.5	2.17	0.081
	χ^2_r (d.o.f)	1.14 (587)	1.09 (400)	0.98 (383)

* (f) は、値を固定しているという意味である。

¹Normalization_{DBB} = $(R_{\text{DBB}} \text{ (km)})^2 / (D \text{ kpc})^2 \cos^2 \theta$ (θ ; Inclination angle)。ここで、 $\theta = 60^\circ$ としている。 D はそれぞれ、IGR J16194–2810 は、 $D = 0.37$ 、4U 1954+31 は、 $D = 0.17$ 、4U 1700+24 は、 $D = 0.042$ と仮定した。

²Normalization_{BB} = $(R_{\text{BB}} \text{ (km)})^2 / (D \text{ kpc})^2$ 。 D は、Normalization_{DBB} と同様の値を仮定している。

³吸収補正していない 2–10 keV のフラックス。単位は $10^{-12} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ 。

⁴吸収補正した 2–10 keV の光度。単位は $10^{33} \text{ erg s}^{-1}$ 。天体までの距離はそれぞれ、IGR J16194–2801 は、 $d = 3.7 \text{ kpc}$ (Masetti et al. 2007b)、4U 1954+31 は、 $d = 1.7 \text{ kpc}$ (Masetti et al. 2006)、4U 1700+24 は、 $d = 0.42 \text{ kpc}$ (Galloway et al. 2002, Masetti et al. 2002) と仮定した。

表 6.2: GX 1+4 と IGR J16393–4643 のベストフィット結果

component	parameter	GX 1+4	IGR J16393–4643
phabs	$N_{\text{H}}^{\text{Gal}} (\times 10^{22} \text{cm}^{-2})$	$10.73^{+0.08}_{-0.07}$	$26.6^{+1.1}_{-1.2}$
compTT	T_0 (keV)	1.45 ± 0.01	$0.30 (< 1.01)$
	kT (keV)	15.2 ± 0.2	$5.15^{+0.27}_{-0.32}$
	τ	$3.04^{+0.09}_{-0.07}$	$8.12^{+0.55}_{-0.47}$
	Normalization	$1.08 \pm 0.04 \times 10^{-2}$	$3.42^{+7.34}_{-1.19} \times 10^{-3}$
pexriv	rel_{refl}	$0.29^{+0.01}_{-0.02}$	$0.31^{+0.27}_{-0.26}$
	ξ	< 2.33	$92 (< 191)$
gaussian (Fe- K_{α})	E_{line} (keV)	6.422 ± 0.001	$6.38^{+0.03}_{-0.02}$
	σ (eV)	$0 (< 7)$	0 (f)
	Normalization ¹	$1.28 \pm 0.02 \times 10^{-3}$	$3.02^{+0.74}_{-0.73} \times 10^{-5}$
	EW (eV)	143^{+3}_{-2}	45 ± 11
gaussian (Fe- K_{β})	E_{line} (keV)	7.06 ± 0.01	7.06 (f)
	σ (eV) ²	0	0 (f)
	Normalization ¹	$2.21 \pm 0.16 \times 10^{-4}$	$4.84 (< 72.8) \times 10^{-7}$
	EW (eV)	29 ± 2	$0.9 (< 13)$
	F_{2-10} ³	4.4×10^{-10}	2.35×10^{-11}
	L_{2-10} ⁴	1.42×10^{36}	6.65×10^{35}
	$\chi^2_{\nu}(\text{d.o.f})$	$1.15 (3745)$	$1.10 (452)$

* (f) は、値を固定しているという意味である。

¹Normalization = photons keV⁻¹ cm⁻² s⁻¹

²GX 1+4 は、gaussian (Fe- K_{α}) の σ の値とリンクしている。

³吸収補正していない 2 – 10 keV のフラックス。単位は erg s⁻¹ cm⁻²。

⁴吸収補正した 2 – 10 keV の光度。単位は erg s⁻¹。天体までの距離はそれぞれ、GX 1+4 は $d = 4.3$ kpc (Hinkle et al. 2006)、IGR J16393–4643 は $d = 10$ kpc (e.g., Bodaghee et al. 2006) と仮定した。

6.2 5 天体の光度と各パラメータの比較

スペクトルフィットから推定した中性子星や降着円盤、高温コロナの各パラメータと光度の間の相関関係を調査した。今回比較したパラメータは、中性子星の黒体放射の放射半径 R_{BB} 、中性子星の温度 T_{BB} 、コロナの電子温度 T_e 、中性子星周りのコロナの光学的厚さ τ_{BB} 、コンプトンパラメータ y 、降着円盤の最内縁半径 R_{DDB} 、降着円盤の最内縁温度 T_{DDB} 、降着円盤周りの光学的厚さ τ_{DDB} の 8 個のパラメータである。compTT モデルの Normalization の値からは直接中性子星の黒体放射の放射半径を推定することはできない。そのため、in't Zand et al. (1999) で報告されている関係式を用いて中性子星からの黒体放射の放射半径の推定を行った。

$$R_{\text{W}} = 3 \times 10^4 \times D \times \sqrt{\frac{f_{\text{bol}}}{1+y}} \times \frac{1}{(kT_0)^2} \text{ km} \quad (6.1)$$

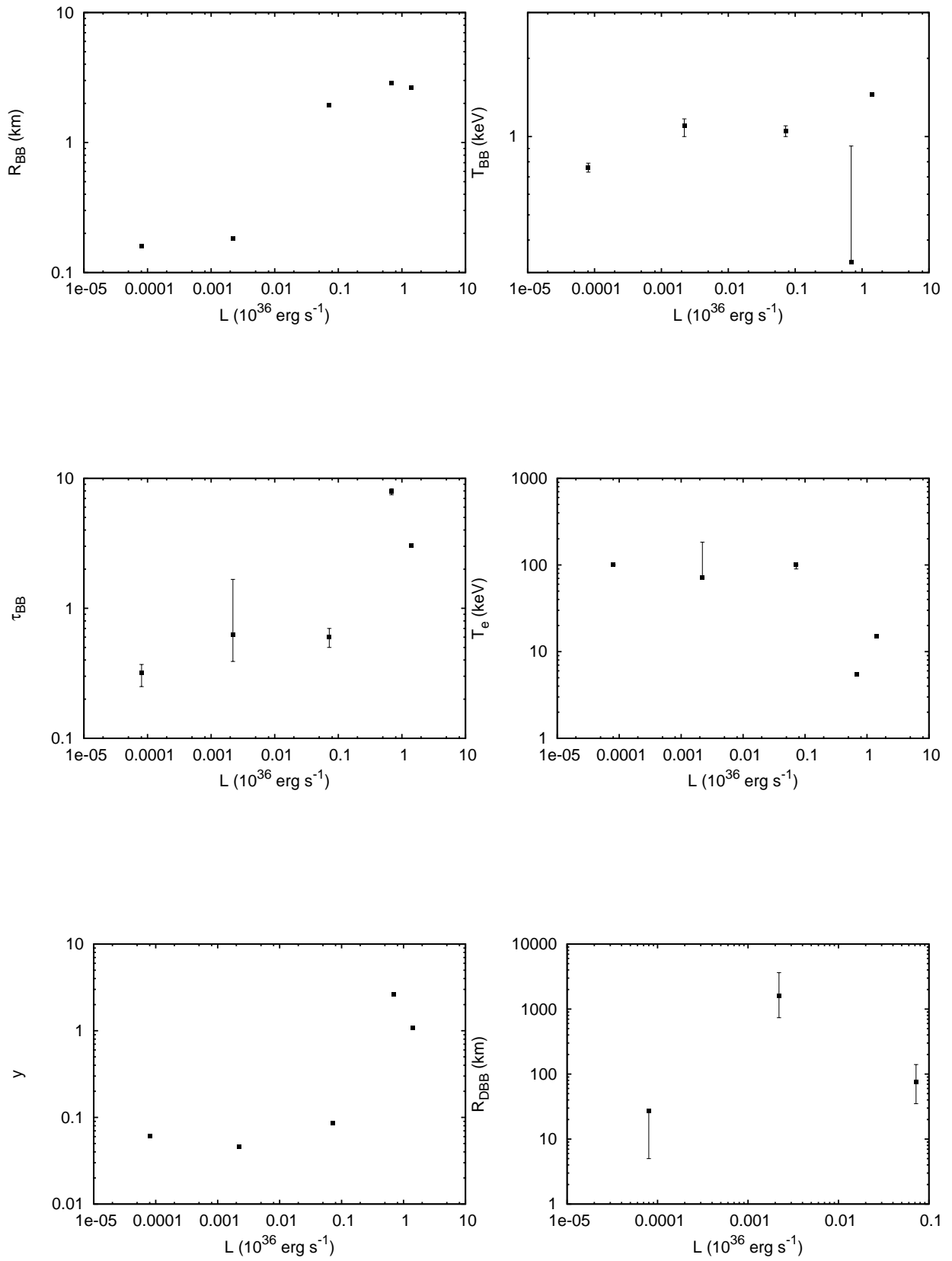
ここで、 D は地球から天体までの距離 (kpc)、 f_{bol} は compTT モデルによる放射成分の Flux ($\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$)、 kT_0 は種光子の温度 (keV)、 y はコンプトンパラメータといひ式 (6.2) で表される。

$$y = \frac{4kT_e \text{Max}(\tau, \tau^2)}{m_e c^2} \quad (6.2)$$

kT_e は、コロナの電子温度 (keV) である。ここで、 $\text{Max}(\tau, \tau^2)$ は、 τ と τ^2 を比較したときに大きい値を使用するという意味である。したがって、 $\tau \sim 1$ の場合は τ の値、 $\tau \gg 1$ の場合は τ^2 を用いる。また $m_e c^2$ は電子の静止質量エネルギー 511 keV である。IGR J16194–2810、4U 1954+31、4U 1700+24 の 3 天体は、compPS モデルを用いてスペクトルフィットを行ったが、GX 1+4 や IGR J16393–4643 と中性子星の放射半径を比較するために、中性子星の放射半径は compTT モデルによってフィットを行い推定したパラメータを用いて求めた値により比較を行った (なお、6.3 節で compPS モデルから推定された中性子星の放射半径の比較を行う)。その他のパラメータはそれぞれベストフィットモデルから推定した値を比較している。図 6.1 に横軸に光度、縦軸に各パラメータの値を取り、プロットした図を示す。

中性子星表面からの放射の放射半径 R_{BB} は、光度が高くなるにつれて大きくなる傾向にあることがわかった。compTT モデルから求めた場合、 R_{BB} はおよそ 200 m – 3 km の間で変化しており、中性子星の半径 10 km と比べ非常に狭い領域が光っていることがわかる。一方、中性子星表面からの放射の表面温度 T_{BB} は光度に対して $T_{\text{BB}} \sim 1 - 1.5 \text{ keV}$ とほぼ一定の値をとった。これより、光度に対して R_{BB} は強く相関し、 T_{BB} はほぼ一定の値をとっているため、ステファン・ボルツマンの法則 $L \propto R^2 T^4$ から、光度が高くなるにつれて R_{BB} が大きくなるという関係が見られると考えられる。IGR J16194–2810、4U 1954+31、4U 1700+24 の降着円盤の各パラメータ R_{DDB} 、 T_{DDB} 、 τ_{DDB} と光度の相関を調べたところ、「すざく」の観測エネルギー帯域ぎりぎり、パラメータの誤差が大きいため、特徴はほとんど見られなかった。

次に、中性子星周りの高温コロナの電子温度 T_e 、光学的厚さ τ_{BB} 、コンプトンパラメータ y の比較を行ったところ、光度に比例して τ_{BB} と y が大きくなっていることがわかる。一方、 T_e と τ_{BB} 、 y の間には逆相関が見られた。 T_e は光度に反比例の関係にあることがわかる。 τ_{BB} が大きい場合、高温コロナは多く存在するため、中性子星からの光子と逆コンプトン散乱を起こしやすくなる。高温コロナは光子によって cooling されるため、 T_e は低くなると考えられる。このため、 τ_{BB} と T_e が反比例の関係にあると考えられる。また、この結果、 τ_{BB} と y には相関関係が生じている。



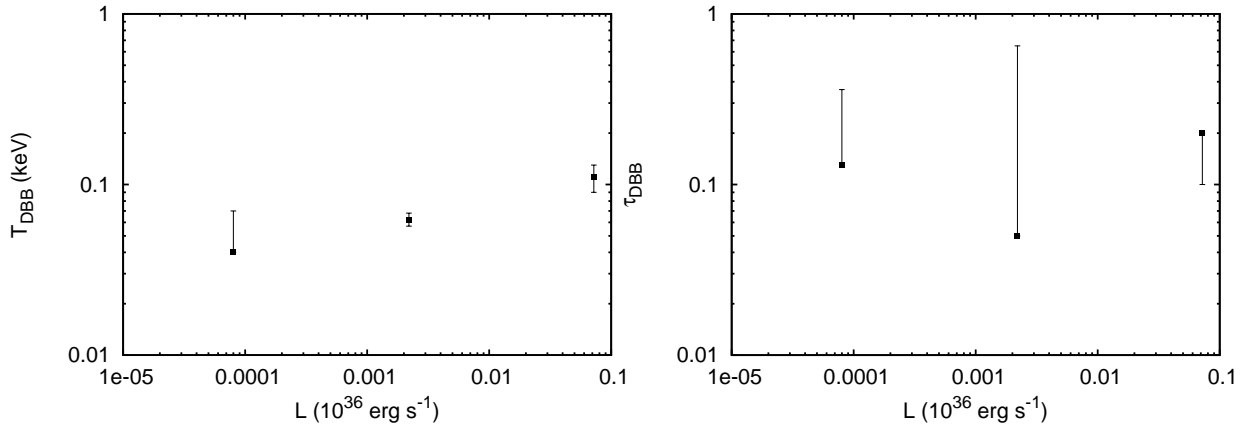


図 6.1: 光度と各パラメータの比較。

6.3 一般的な LMXB と IGR J16194–2810、4U 1954+31、4U 1700+24 の中性子星の放射半径の比較

5.2.3 節の低光度状態にある IGR J16194–2810、4U 1954+31、4U 1700+24 のスペクトル解析から、中性子星表面からの黒体放射の温度 T_{BB} と放射半径 R_{BB} に制限をつけることができた。中性子星表面からの放射の放射半径は、compPS モデルの結果から IGR J16194–2810 が $R \sim 680_{-40}^{+30}$ m、4U 1954+31 は $R \sim 110_{-11}^{+14}$ m、4U 1700+24 は $R \sim 46 \pm 4$ m と得られた。これらの値は中性子星の一般的な半径 $R_{\text{NS}} \sim 10$ km よりも非常に小さく、中性子星表面からの黒体放射は中性子星の表面の一部から放射されていることを示している。ここで、これらの低光度の 3 天体と一般的な LMXB の Aql X-1 の Low/Hard 状態と 4U 1608–522 の High/Soft 状態の T_{BB} と R_{BB} との比較を行った。表 6.3 に各天体の T_{BB} 、 R_{BB} 、光度を示す。Aql X-1 と 4U 1608–522 のスペクトルはそれぞれ”diskbb + compPS(seed = BB)”と”diskbb + compBB” がベストフィットモデルであると報告されている。このモデルから推定された各パラメータを用いて今回比較を行った。compBB と compPS モデルは仮定している物理描像は同じで、計算コードの詳細が異なる。そのため、両モデルで推定した R_{BB} はそのまま比較できる。

表 6.3 から、IGR J16194–2810、4U 1954+31、4U 1700+24 の R_{BB} は 1 km 以下であることがわかる。一方、Low/Hard 状態の Aql X-1 の R_{BB} は SyXB の 3 天体に比べ大きく、中性子星表面のほぼ全面が光っている。Low/Hard 状態の場合、降着円盤は幾何学的に厚いと予測されるため、中性子星の広範囲に物質が流れ込みほぼ全面が光ると考えられる。High/Soft 状態の 4U 1608–522 は、中性子星の一部が光っている状態ではあるが SyXB の 3 天体と比較すると、その放射半径は大きい。High/Soft 状態において、中性子星の一部が光るのは、High/Soft 状態では降着円盤が幾何学的に薄くなるため、降着円盤の厚さの幅だけ中性子星の赤道面に質量降着するからであると考えられている。SyXB と一般的な LMXB の T_{BB} を比較すると、IGR J16194–2810、4U 1954+31、4U 1700+24 は低光度ではあるが、 $T_{\text{BB}} \sim 1$ keV 程度となっている。Aql X-1 のような一般的な LMXB の Low/Hard 状態のときに T_{BB} は 1 keV 以下と低い。SyXB の $T_{\text{BB}} \sim 1$ keV 程度と高く、 R_{BB} が 1 km 以下と小さいのは、一般的な LMXB と比較したときに見られる SyXB の特徴と考えられる。

一般的な LMXB において、光度が変化したとき、 T_{BB} の変化は大きい、 R_{BB} の変化は小さいかほぼ一定である (Sakurai et al. 2012)。一方、Nagae et al. (2008) の報告や図 6.1 でわかっ

たように、SyXB の T_{BB} はほぼ一定の値をとり、光度の変化に伴って R_{BB} が変化している。表 6.3 に示すように、IGR J16194–2810、4U 1954+31、4U 1700+24 の 3 天体を比較してみても、光度が高くなるにつれて R_{BB} は大きくなり、 $T_{\text{BB}} \sim 1$ keV 程度とほぼ一定の値を保っている傾向が見られる。ステファン・ボルツマンの法則 $L \propto R^2 T^4$ から、一般的な LMXB では光度が変化すると共に、 T_{BB} がそれに比例して変化した場合、 R_{BB} はほぼ一定を保つと考えられる。一方、低光度の SyXB に見られるように、光度の変化と共に R_{BB} が比例して変化した場合には T_{BB} がほぼ一定を保つと考えられる。

SyXB の R_{BB} が、一般的な LMXB の R_{BB} よりも小さいことについて考察する。Aql X-1 では、中性子星の全面が光っている。一般的な LMXB の磁場は弱い ($B \sim 10^9$ G 程度) と考えられており、降着物質は磁場の影響を受けることなしに中性子星の全面に降着しているためと考えられる。これより、光度の変化に関わらず、 R_{BB} は一定の値をとると考えられる。それに対して、SyXB は中性子星の一部しか光っていない。SyXB は天体の光度が低い、つまり質量降着率 \dot{M} が低く、降着物質のガス圧よりも磁気圧が強くなるため、中性子星に流れ込む物質は中性子星の磁力線に沿って中性子星の両磁極に降着すると考えられる。もしそうであるとするならば、中性子星の磁極に物質が流れ込んでいと仮定した場合、SyXB と一般的な LMXB の光度の変化による T_{BB} と R_{BB} の変化の違いは、一般的な LMXB と SyXB における磁場の強さの違いによるものではないかと考えられる。SyXB の磁場は一般的な LMXB よりも強く、光度の低いとき伴星からの降着物質は磁場に捕らえられ、磁力線に沿って中性子星の両極に流れ込むのではないかと考えられる。この仮説は、Masetti et al. (2002, 2007) などにおいても報告されている。

もし、SyXB の中性子星の両極に物質が降着しているならば、HMXB のようなパルス周期を示すと考えられる。しかし、今回の「すざく」の観測データから IGR J16194–2810、4U 1954+31、4U 1700+24 のパルス周期を検出することはできなかった。また、IGR J16194–2810、4U 1700+24 は過去の観測からも周期性は確認されていない。4U 1954+31 は過去の研究から、自転周期が $P_s \sim 5$ h (Corbet et al. 2006, 2008) と報告されているが、今回の観測データからは自転周期を検出することはできなかった。SyXB は LMXB の進化の過程の途中に存在している可能性があるため、その場合には自転周期が非常に長いことも予測される。今回の「すざく」の観測時間は 1 日程度と短く、長い自転周期を検出するためにはさらに長い観測時間が必要となるため、今回のデータからは自転周期を検出できなかった可能性がある。SyXB の中には 4U 1954+31 の他にも自転周期が検出されている天体もある。GX 1+4 の自転パルス周期は $P_s \sim 110 - 157$ s (e.g., Chakrabarty et al. 1997, González-Galán et al. 2012) と約 40 年の間で変化しており、spin-up と spin-down が確認されている。今回の「すざく」の観測からも、GX 1+4 の自転周期はおおよそ ~ 160 s であるとわかった。一般的な LMXB の自転周期は $P_s \sim 1$ ms – 1 s であるため、SyXB は一般的な LMXB に比べ自転周期が長いと考えられる。自転周期が観測されないその他の理由として、磁軸と中性子星の回転軸がそろっているかこれら 2 つの軸のなす角度が小さい ($\leq 20^\circ$) こと (e.g. Masetti et al. 2002)、中性子星を真上から観測していること、さらには高温コロナによって放射が完全に消されてしまうから (e.g., Torrejon et al. 2004) という説もある。

表 6.3: 4U 1608–522, Aql X-1, IGR J16194–2810, 4U 1954+31, 4U 1700+24 の各パラメータ。

	4U 1608–522 ¹	Aql X-1 ²	IGR J16194–2810	4U 1954+31	4U 1700+24 ³
parameter					
T_{BB} (keV)	1.3 – 2.2	0.51±0.02	1.05±0.05	1.10 ^{+0.06} _{-0.09}	0.76 – 1.07
R_{BB} (km)	1.85 – 4.1	10±2	0.68 ^{+0.03} _{-0.04}	0.11±0.01	0.045 – 0.24
L ($\times 10^{36}$ erg s ⁻¹)*	6.36 – 10.4	2.5	7.6 $\times 10^{-2}$	2.2 $\times 10^{-3}$	2 $\times 10^{-4}$ – 2 $\times 10^{-2}$

¹Mitsuda et al. (1989) ²Sakurai et al. (2012) ³Nagae et al. (2008)

* 光度を推定するとき天体までの距離はそれぞれ 4U 1608–522 は $d = 3.0$ kpc (Nakamura et al. 1989)、Aql X-1 は 5.2 kpc (Jonker & Nelemans 2004)、IGR J16194–2810 は 3.7 kpc (Masetti et al. 2007)、4U 1954+31 は 1.7 kpc (Masetti et al. 2006)、4U 1700+24 は 420 pc (Masetti et al. 2002, Galloway et al. 2002) を用いた。

6.4 低エネルギー側の成分の放射起源

IGR J16194–2810、4U 1954+31、4U 1700+24 のスペクトルフィットから、 ~ 2 keV 以下の低エネルギー側の成分は、高温プラズマからの熱的放射または降着円盤に由来する放射成分のどちらかのモデルを仮定することにより再現することができた。4U 1954+31 は、温度 $kT = 0.06^{+0.010}_{-0.005}$ keV の高温プラズマからの熱的放射成分によって低エネルギー側に見られるスペクトルの超過成分を再現することができた。一方、IGR J16194–2810 は、温度 $T_{\text{DBB}} = 0.11 \pm 0.02$ keV の降着円盤からの多温度黒体放射を種光子とした高温コロナによる逆コンプトン散乱によって低エネルギー側のスペクトルを再現することができた。4U 1700+24 も同様に、温度 $T_{\text{DBB}} = 0.13$ (≤ 0.36) keV の降着円盤からの多温度黒体放射を種光子とした逆コンプトン散乱成分モデルで低エネルギー側のスペクトルを再現することができた。

これらの結果から、中性子星の周りに密度の薄いガスが広範囲に渡って分布している場合と、中性子星の周りに降着円盤が存在している場合が考えられる。ただし、4U 1954+31 の低エネルギー側の放射は、5.3 節で調べたように、高エネルギー側の変動とは無関係で一定の Flux を保っている。これは、低エネルギー側の放射がより広い範囲に渡って存在していることを示唆する。実際に 4U 1954+31 の近傍には、図 6.2 の *ROSAT* の画像から、天体の左側に別の明るい天体が存在していることがわかる。この明るい天体は何なのかはわかってはいないが、4U 1954+31 のスペクトルの低エネルギー側に見られる放射は、正体不明の明るい天体の光学的に薄い高温プラズマを起源とする放射であると考えられる。

一方、IGR J16194–2810 と 4U 1700+24 のスペクトルの低エネルギー側に見られる超過成分は、中性子星の周辺の降着円盤を起源とするモデルを仮定することにより再現することができた。また、5.3 節の光度曲線では、2 天体共に低エネルギー側と高エネルギー側の同期した変動が検出されており、低エネルギー側の放射も、これらの天体に起因することは明らかである。光学的に薄い放射だった場合に、放射されるはずの輝線が存在しないことから、光学的に薄い放射とは考えにくい。したがって、低エネルギー側の放射成分は光学的に厚い降着円盤を起源にもつものであると考えられる。ところが、SyXB では、中性子星と赤色巨星が遠く離れており、質量降着率は小さく、赤色巨星の恒星風による角運動量は小さいため、中性子星周りに”標準”降着円盤が形成されると考えるのは難しい。

SyXB のように質量降着率が小さく、自転周期の長い連星系の描像について Shakura et al. (2012) によって理論モデルが提唱されている。赤色巨星からの恒星風は、ゆっくり回る中性子星

の周囲に高温の準静的なシェル構造を形成する。このシェルを通じて中性子星の磁気圏に角運動を輸送、または中性子星から外に角運動量を放出することで spin-up や spin-down が起こり、これは磁気圏の境界と降着物質の速さの角速度の違いによるものと考えられる。Shakura et al. (2012) の理論モデルから、IGR J16194-2810 や 4U 1700+24 の中性子星の周囲には、細く密度の濃いシェル構造に似たような降着円盤が存在しており、そのシェル構造からの放射の全てもしくは一部が高温コロナによって散乱されるとすると、低エネルギー側の降着円盤由来の放射を説明することができる。

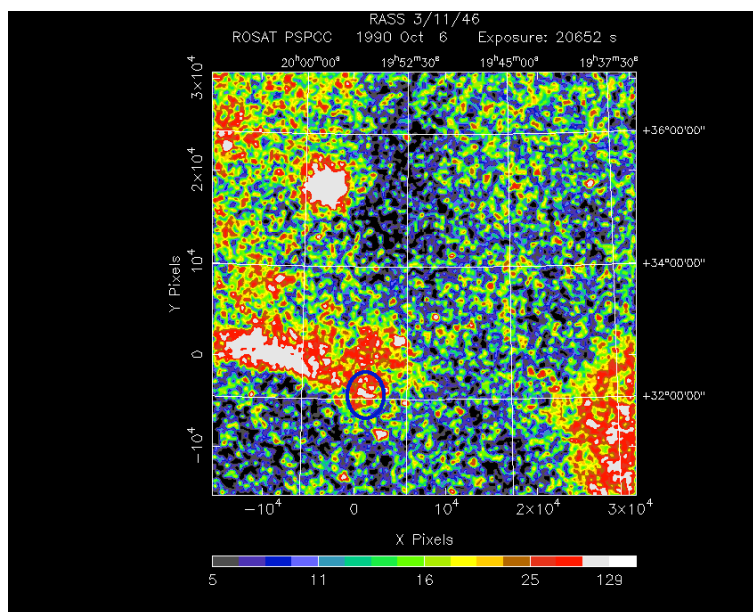


図 6.2: 4U 1954+31 の ROSAT による画像。青色の丸で囲んだ部分が 4U 1954+31 を示す。

6.5 Alfven 半径と自転周期からの中性子星の磁場の推定

6.3 節で述べたように、SyXB の中性子星表面からの放射の放射領域が小さいのは、中性子星の両極に物質が流れ込んでいるからと解釈すると、SyXB は一般的な LMXB よりも磁場が強いからであると考えられる。そこで、Alfven 半径または自転周期を仮定する 2 つの方法によって、SyXB の中性子星の磁場の強さの推定を行う。

まず、Alfven 半径 R_A (2.1) について考える。Alfven 半径 では、中性子星の磁場が降着物質 (その質量は光度に比例) の重力とつり合う。降着物質は Alfven 半径内の磁力線に沿って中性子星の両極に流れ込む。SyXB のように、光度が低く磁場が強い場合、Alfven 半径は中性子星の半径 (10 km) よりも大きくなると予測される。その結果、降着物質は中性子星表面の磁極にだけ流れ込み、中性子星からの黒体放射の半径 R_{BB} は小さくなる。この際、降着物質は中性子星表面に衝突することにより観測された ~ 1 keV にまで温度が上昇すると考えられる。

一般的な LMXB のように、光度が高く、磁場が弱い場合、Alfven 半径は中性子星の半径 $R_{NS} \sim 10$ km と同程度か小さくなると推測される。降着円盤の最内縁は中性子星表面付近にまで伸びているため、降着物質は磁場に捕らわれることなく中性子星の広範囲に流れ込むと考えられる。そのため、中性子星表面からの黒体放射の放射半径 R_{BB} は大きくなり、ステファン・ボルツマンの法則 $L \propto R^2 T^4$ から、 T_{BB} は 1 keV 以下と低くなる。

スペクトルフィットから推定された降着円盤の最内縁半径 R_{DBB} を Alfvén 半径と仮定したときの IGR J16194-2810、4U 1954+31、4U 1700+24、Aql X-1 の磁場を推定した。4U 1954+31 は、今回、モデル 3 のフィット結果を用いて、降着円盤が中性子星周りに存在すると仮定し、磁場を推定した。磁場 $B \sim 10^7$ G ($\mu \sim 10^{25}$ G cm³) において、光度が $L \sim 10^{34}$ 、 10^{36} 、 10^{38} erg s⁻¹ と変化したとき、Alfvén 半径はそれぞれ 30 km、8 km、2 km と推定できる。また、磁場 $B \sim 10^9$ G ($\mu \sim 10^{27}$ G cm³) と仮定した場合には同じ光度でも、Alfvén 半径はそれぞれ 420 km、113 km、30 km となる。IGR J16194-2810、4U 1954+31、4U 1700+24、Aql X-1 の Alfvén 半径をそれぞれ $R_{\text{DBB}} = R_A = 75$ km、1618 km、27 km、21 km (Sakurai et al. 2012) としたとき、推定される磁場の強さはそれぞれ $B \sim 1 \times 10^8$ G、 3×10^9 G、 7×10^5 G、 8×10^7 G である。この結果、SyXB の磁場は Aql X-1 よりも低い値が、一般的な LMXB と同程度の値が得られた。ただし、今回の R_{DBB} は降着円盤が最内縁から無限遠まで存在していることを仮定している。6.3 節で述べたように、降着円盤がシェル構造だった場合には、 R_{DBB} はここで求めている値よりも大きくなる。そのため、 R_A も大きくなり、その分だけ磁場も上記の値より強く求まる。

次に、SyXB の 3 天体について、磁場と降着物質が磁力線で強く結びつき Alfvén 半径で共回転 (中性子星の自転周期と降着円盤の回転周期が同じになる) している場合を考える。このときの自転周期を平衡自転周期 P_{eq} といい、 P_{eq} は、Frank et al. (1985) から (6.3) 式のように与えられる。

$$P_{\text{eq}} \sim 3 \left(\frac{\mu}{10^{30} \text{ G cm}^3} \right)^{6/7} \left(\frac{R}{10^6 \text{ cm}} \right)^{-3/7} \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^{-2/7} \left(\frac{L}{10^{37} \text{ erg s}^{-1}} \right)^{-3/7} \text{ s} \quad (6.3)$$

ここで、磁気モーメントを μ 、コンパクト星の半径を R 、質量を M 、コンパクト星の光度を L とする。中性子星の自転周期が検出されていない IGR J16194-2810 と 4U 1700+24 は、例えば、 $P_{\text{eq}} = 1$ 日 と自転周期が非常に長いと仮定して、(6.3) 式から IGR J16194-2810 と 4U 1700+24 の磁場を推定する。IGR J16194-2810 の 2 – 10 keV の吸収補正をした光度 $L_{2-10} = 7.15 \times 10^{34}$ erg s⁻¹ とした場合に推定した磁気モーメントは $\mu \sim 1.6 \times 10^{34}$ G cm³ となり、磁場に換算すると $B \sim 1.6 \times 10^{16}$ G を得た。4U 1700+24 の 2 – 10 keV の吸収補正をした光度 $L_{2-10} = 8.06 \times 10^{31}$ erg s⁻¹ とした場合に推定した磁気モーメントは $\mu \sim 5.1 \times 10^{32}$ G cm³ となり、磁場に換算すると $B \sim 5.1 \times 10^{14}$ G となる。一方、4U 1954+31 の中性子星の自転周期は、過去の観測から $P \sim 18300$ s (Corbet et al. 2006, 2008) とわかっているため、 $P_{\text{eq}} = 18300$ s としたときの (6.3) 式からの磁場の推定を行った。2 – 10 keV の吸収補正をした光度 $L_{2-10} = 2.2 \times 10^{33}$ erg s⁻¹ であるので磁気モーメントは $\mu \sim 4.3 \times 10^{32}$ G cm³ となり、磁場に換算すると $B \sim 4.3 \times 10^{14}$ G と推定される。

3 天体共に、平衡自転周期から磁場の推定を行った場合、 $B \sim 10^{14} - 10^{16}$ G 程度と磁場が非常に大きい値が得られた。これらは、現在 10 天体ほどしか知られていないマグネターほどの磁場の強さ ($\sim 10^{15}$) であり、今回の SyXB 3 天体全てがこれほどの磁場を持つとは考えにくい。これから、降着円盤と中性子星は磁場ではつながっておらず、共回転はしていないと考えられる。

6.6 SyXB の統一描像

これまでの議論から、SyXB の中性子星周辺の描像の推定を行う。これまでにわかったことは、6.3 節から降着物質は中性子星の磁場に捕らわれて、中性子星の両磁極に落ち込んでいるという可能性がある。6.4 節から、降着円盤はシェル構造をとっており、降着円盤や中性子星からの放射は数 10 – 数 100 keV の温度の高温コロナによって逆コンプトン散乱された成分であると考えられる。6.5 節から、SyXB の磁場は一般的な LMXB よりも強いと仮定すると、降着円盤は数 100 –

数 1000 km 離れたところに存在していると考えられる。先行研究から、中性子星の自転周期は知られているものでおよそ 5 h と長い。これらの解釈から推定される SyXB の描像を図 6.3 に示す。

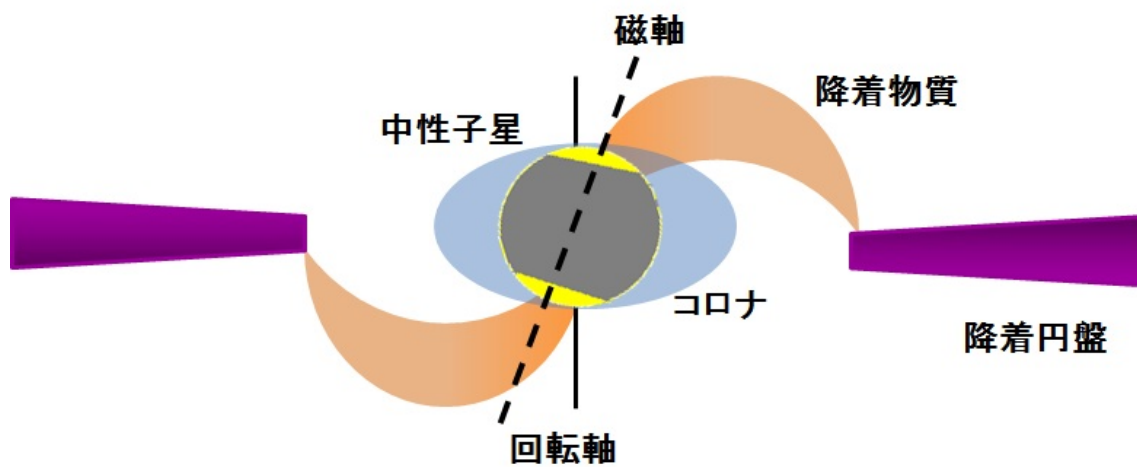


図 6.3: SyXB の統一描像。

第7章 まとめ

本研究では、「すざく」衛星で得られた共生 X 線連星の IGR J16194-2810、GX 1+4、IGR J16393-4643、4U 1954+31、4U 1700+24 の 5 天体データ解析を行った。共生 X 線連星は、中性子星と M 型 (赤色) 巨星の連星系のことであり、低質量 X 線連星の新しい種族である。共生 X 線連星の研究は、中性子星の物理量や周辺の環境の理解、低質量 X 線連星の進化を探る手がかりになると期待される。今回、広いエネルギー帯域で同時観測が可能な「すざく」を用い、中性子星からの黒体放射を種光子とした逆コンプトン散乱成分などの共生 X 線連星に特徴的にみられる成分が観測されるかどうかを検証した。さらに、未だ詳細な議論が行われていない共生 X 線連星の X 線スペクトルの低エネルギー側にみられる超過成分について調査を行い、中性子星近傍の描像の推定を行った。

天体の X 線スペクトル解析の結果、5 天体共に X 線スペクトルの連続成分は、中性子星表面からの黒体放射が周辺に存在する高温コロナによって逆コンプトン散乱された成分を仮定することによってフィットすることができた。低エネルギー側の放射成分は、IGR J16194-2810 と 4U 1700+24 については、光学的に厚い降着円盤からの多温度黒体放射が周辺に存在する高温コロナによって逆コンプトン散乱された成分で再現することができた。一方、4U 1954+31 では、光学的に薄い熱的プラズマからの放射でも低エネルギー側の超過成分を再現することができた。GX 1+4 と IGR J16393-4643 は、銀河系の星間吸収が $N_{\text{H}} > 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ と強いため、低エネルギー側のスペクトルを検出されなかったが、光度の低い天体にはみられなかった反射成分に起因する Fe 輝線が 6.4 keV と 7.06 keV にみられた。

5 天体のフィット結果を比較から、光度が高くなるにつれて中性子星表面からの黒体放射の放射領域のスケールが大きくなる傾向にあり、数 100 m から数 km で変化していることがわかった。一方で、中性子星表面の温度はおよそ $\sim 1 - 1.5 \text{ keV}$ 程度とほぼ一定値をとることがわかった。一般的な低質量 X 線連星と比較すると、これらの値は $\sim 1 \text{ keV}$ と高温で \sim 数 km 以下と小さく、中性子星表面の一部が光っていると考えられる。共生 X 線連星では中性子星表面の一部に質量降着しているという描像は、共生 X 線連星の中性子星は一般的な低質量 X 線連星の中性子星よりも強い磁場を持つために降着物質が磁場に捕らえられ、磁力線に沿って中性子星の両極軸に流れ込むからであると解釈できる。この解釈から、Alfvén 半径と自転周期を仮定することにより中性子星の磁場の推定を行った。また、Shakura et al. (2012) で提唱されているような細く密度の濃い降着円盤が数 100 から数 1000 km 以上と遠方に存在している可能性や、中性子星と降着円盤は磁場で強くつながっておらず、独立に回転している可能性が示唆された。

謝辞

本研究を進めるにあたり、多くの方々のご指導、ご協力をいただきましたことを深く御礼申し上げます。本研究テーマを与えて下さった深沢泰司先生は深く御礼申し上げます。研究を進めるにあたり、平素から様々なアドバイスをいただきました。また、研究のみならず就職活動においてもサポートして頂き、大変感謝しております。指導教官である高橋弘充先生からは丁寧かつ熱心なご指導を賜りました。査読論文まで書かせて頂けたのは、高橋先生のご指導があったからであると思います。決して出来のいい学生ではありませんでしたが、最後まで見放すことなく指導して下さったことに大変感謝しております。研究室の皆様にも大変お世話になりました。皆様のお力添えなくしてはこの研究を進めることはできなかったと思います。本当にありがとうございました。

参考文献

- Anders, R., & Grevesse, N. 1989, *GeCoA*, 53, 197
- Asai, K., Dotani, T., Mitsuda, K., Hoshi, R., Vaughan, B., Tanaka, Y., & Inoue, H. 1996, 48, 257
- Asai, K., Dotani, T., Hoshi, R., Tanaka, Y., Robinson, C. R., & Terada, Y. 1998, 50, 611
- Balucinska-Church, M., & McCammon, D. 1992, *ApJ*, 400, 699
- Barret, D., Olive, J. F., Boirin, L., Done, C., Skinner, G. K., & Grindlay, J. E. 2000, *ApJ*, 533, 329
- Barret, D. 2001, *Adv. Space Res.*, 28, 307
- Bassani, L., Molina, M., Malizia, A., et al. 2006, *ApJ*, 636, 65
- Bird, A. J., et al. 2004, *ApJ*, 607, 33
- Bird, A. J., et al. 2006, *ApJ*, 636, 756
- Bird, A. J., et al. 2007, *ApJS*, 170, 175
- Bodaghee, A., Walter, R., Zurita Heras, J. A., Bird, A. J., Courvoisier, T., Malizia, A., Terrier, R., & Ubertini, P. 2006, *A&A*, 447, 1027
- Bodaghee, A., Rahoui, F., Tomsick, J. A., & Rodriguez, J. 2012, *ApJ*, 751, 113
- Boldt, E. in *IAU Symp. 124, Observational Cosmology*, ed. A. Hewitt, G. Burbidge, & I.Zhi-Fang (Dordrecht: Reidel), 611
- Campana, S., Colpi, M., Mereghetti, S., Stella, L., & Tavani, M. 1998a, *A&A Rev.* 8, 279
- Campana, S., Stella, L., Mereghetti, S., Colpi, M., Tavani, M., Ricci, D., Fiume, D. D., & Belloni, T. 1998b, 499, 65
- Campana, S., Stella, L., Mereghetti, S., & Cremonesi, D. 2000, *A&A*, 358, 583
- Chakrabarty, D., & Roche, P. 1997, *ApJ*, 489, 254
- Chakrabarty, D., et al. 1997, *ApJ*, 481, 101
- Combi, J. A., Ribo, M., Mirabel, I. F., & Sugizaki, M. 2004, *A&A*, 422, 1031
- Corbet R. H. D. 1986, *MNRAS*, 220, 1047
- Corbet, R. H. D., et al. 2006, *ATel*, 797

- Corbet, R. H. D., Sokoloski J. L., Mukai K., Markwardt C. B., Tueller J., 2008, ApJ, 675, 1424
- Corbet, R. H. D., Krimm, H. A., & Barthlmy, S. D. Baumgartner, W. H., Markwardt, C. B., Skinner, G. K., & Tueller, J. 2010, ATel, 2570, 1
- Davidsen, A., Malina, R., & Bowyer, S. 1977, ApJ, 211, 866
- Dickey, J. M., & Lockman, F. J. 1990, A&A, 28, 215
- Dotani, T., Kii, T., Nagase, F., Makishima, K., Ohashi, T., Sakao, T., Koyama, K., & Tuohy, I. R. 1989, PASJ, 41, 577
- Done, C., Gierlinski, M., & Kubota, A. 2007, A&ARv, 15, 1
- Dumm, T., & Schild, H. 1998, NewA, 3, 137
- Esin, A. A., McClintock, J. E., & Narayan, R. 1997, ApJ, 489, 865
- Esin, A. A., Narayan, R., Cui, W., Grove, J. E., & Zhang, Shuang-Nan. 1998, ApJ, 505, 854
- Farrell, S. A., Gosling, A. J., Webb, N. A., Barret, D., Rosen, S. R., Sakano, M., & Pancrazi, B. 2010, A&A, 523, 50
- Forman, W., Jones, C., Cominsky, L., Julien, P., Murray, S., Peters, G., Tananbaum, H., & Giacconi, R. 1978, ApJS, 38, 357
- Frank, J., King, A. R., & Raine, D. J., 1985, Accretion power in astrophysics (Cambridge: Cambridge university) 115
- Fukazawa, Y., et al. 2009, PASJ, 61, 17
- Fürst, F., Marcu, D. M., Pottschmidt, K., Grinberg, V., Wilms, J., & Cadolle Bel, M. 2011, arXiv:1106.2708
- Galloway, D. K., Sokoloshi, J. L., & Kenyon, S. J. 2002, ApJ, 580, 1065
- Garcia, M., et al. 1983, ApJ, 267, 291
- González-Galán, A., Kuulkers, E., Kretschmar, P., Larsson, S., Postnov, K., Kochetkova, A. & Finger, M. H. 2012, A&A, 537, 66
- Hickox, R. C., Narayan, R., & Kallman, T. R. 2004, ApJ, 614, 881
- Hinkle, K. H., Fekel, Francis, C., Joyce, R. R., Wood, P. R., Smith, V. V. & Lebzelter, T. 2006, ApJ, 641, 479
- in't Zand, J. J. M., et al. 1999, A&A, 345, 100
- Jonker, P. G., & Nelemans, G. 2004, MNRAS, 354, 355
- Kaplan, D. L., Levine, A. M., Chakrabarty, D., Morgan, E. H., Erb, D. K., Gaensler, B. M., Moon, D., & Cameron, P. B. 2007, ApJ, 661, 437

- Kikoin, I. K. 1976, Tables of Physical and Values (Moscow: Atomizdat)
- Kokubun, M., et al. 2007, PASJ, 59, 53
- Koyama, K., Kunieda, H., Takeuchi, Y., & Tawara, Y. 1993, ApJ, 370, 77
- Koyama, K., et al. 2007, PASJ, 59, 23
- Kubota, A., Tanaka, Y., Makishima, K., Ueda, Y., Dotani, T., Inoue, H., & Yamaoka, K. 1998, PASJ, 50, 667
- Lang, K. R. 1992, Astrophysical Data: Planet and Stars (Springer-Verlag, New York)
- Lin, D., Remillard, R. A., & Homan, J. 2007, ApJ, 667, 1073
- Liu, Q. Z., van Paradijs, J., van den Heuvel, E. P. J. 2007, A&A, 469, 807
- Lü, G. L., Zhu, C. H., Postnov, K. A., & Yungelson, L. R. 2012, arXiv:1205.5696
- Lutovinov, A., Revnivtsev, M., Gilfanov, M., Shtykovski, P., Molkov, S., & Sunyaev, R. 2005, A&A, 444, 821
- Maeda, Y., et al., 2008, JX-ISAS-SUZAKUMEMO-2008-6
- Magdziarz, P., & Zdziarski, A. A. 1995, MNRAS, 273, 837
- Makishima, K., Maejima, Y., Mitsuda, K. 1986, ApJ, 308, 635
- Makishima, K., et al. 1988, Nature, 333, 23
- Marcu, D. M., et al. 2011, ApJ, 742, 11
- Masetti, N., et al. 2002, A&A, 382, 104
- Masetti, N., Orlandini, M., Palazzi, E., Amati, L., & Frontera, F. 2006, A&A, 453, 295
- Masetti, N., Rigon, E., Maiorano, E., Cusumano, G., Palazzi, E., Orlandini, M., Amati, L., & Frontera, F. 2007a, A&A, 464, 277
- Masetti, N., et al. 2007b, A&A, 470, 331
- Masetti, N., Munari, U., Henden, A. A., Page, K. L., Osborne, J. P., & Starrfield, S. 2011, A&A, 534, 89
- Masetti, N., et al. 2012a, A&A, 538, 123
- Masetti, N., Nucita, A. A., & Parisi, P. 2012b, A&A, 544, 114
- Mason, A. B., Clark, J. S., Norton, A. J., Negueruela, I., & Roche, P. 2009, A&A, 505, 281
- Mattana, F., Götz, D., Falanga, M., Senziani, F., De Luca, A., Esposito, P., & Caraveo, P. A. 2006, A&A, 460, 1
- Mewe, R., Gronenschild, E. H. B. M., & van den Oord, G. H. J. 1985, A&AS, 62, 197

- Mitsuda, K., et al. 1984, PASJ, 36, 741
- Mitsuda, K., Inoue, H., Nakamura, N., Tanaka, Y. 1989, PASJ, 41, 97
- Mürset, U., Wolff, B., & Jordan, S. 1997, A&A, 319, 201
- Nagae, O., Takahashi, H., Shirai, H., & Fukazawa, Y. 2008, PoS, 102
- Nakamura, N., Dotani, T., Inoue, H., Mitauda, K., Tanaka, Y., & Matsuoka, M., 1989, PASJ, 41, 617
- Narayan, R., Yi, I., & Mahadevan, R. 1994, Nature, 347, 623
- Nespoli, E., Fabregat, J., & Mennickent, R. E. 2010, A&A, 516, 94
- Nucita, A. A., Carpano, S., & Guainazzi, M. 2007, A&A, 474, 1
- Patel, S. K., et al. 2004, ApJ, 602, 45
- Patel, S. K., et al. 2007, ApJ, 657, 994
- Pereira, M. G., Braga, J., & Jablonski, F. 1999, ApJ, 526, 105
- Postnov, K., Shakura, N., González-Galán, A. 2010 arXiv:1110.1156
- Poutanen, J., & Svensson, R. 1996, ApJ, 470, 249
- Sakurai, S., Yamada, S., Torii, S., Noda, H., Nakazawa, K., Makishima, K., & Takahashi, H. 2012, PASJ, 64, 72
- Shakura, N., Postnov, K., Kochetkova, A., & Hjamlmarsdotter, L. 2012, MNRAS, 420, 216
- Smith, D. M., Markwardt, C. B., Swank, J. H., & Negueruela, I. 2012, 422, 2661
- Takahashi, T., et al. 2007, PASJ, 59, 35
- Tiengi, A., Galloway, D.K., di Salvo, T., Méndez, M., Miller, J. M., Sokoloski, J. L., & van der Kils, M. 2005, A&A, 441, 283
- Titerchuk, L. 1994, ApJ, 434, 570
- Thompson, T. W. J., Tomsick, J. A., Rothschild, R. E., in't Zand, J. J. M., & Walter, R. 2006, ApJ, 649, 373
- The Suzaku Technical Description
- Torrejon, J. M., Kreykenbohm, I., Orr, A., Titarchuk, L., & Negueruela, I. 2004, A&A, 423, 301
- Warwick, R. S., et al. 1981, MNRAS, 197, 865
- Yamauchi, S, & Koyama, K. 1993, PASJ, 45, 449
- 阿部 由紀子、2004、修士論文、広島大学

- 白井 裕久、2009、修士論文、広島大学
- 永江 修、2008、博士論文、広島大学
- 穴田 貴康、2005、修士論文、東京大学
- 東海林 雅之、2004、修士論文、大阪大学
- 小山 勝二、嶺重 慎 編、「ブラックホールと高エネルギー現象」、2007、日本評論社
- 福江 純、「輝くブラックホール降着円盤—降着円盤の観測と理論—」、2007、プレアデス出版

Appendix A

「すざく」による 4U 1954+31 の ToO 観測

「すざく」衛星による 4U 1954+31 の 2 回目の ToO 観測は、2012 年 11 月 1 日 – 2012 年 11 月 2 日にかけて約 60 ksec で行われた。「すざく」による 1 回目の観測とのスペクトルの違いを比較するため、図 7.1 に 4U 1954+31 の「すざく」による 1 回目と 2 回目の観測によるスペクトルを示す。スペクトルからもわかるように、ToO 観測では天体が増光していることがわかる。

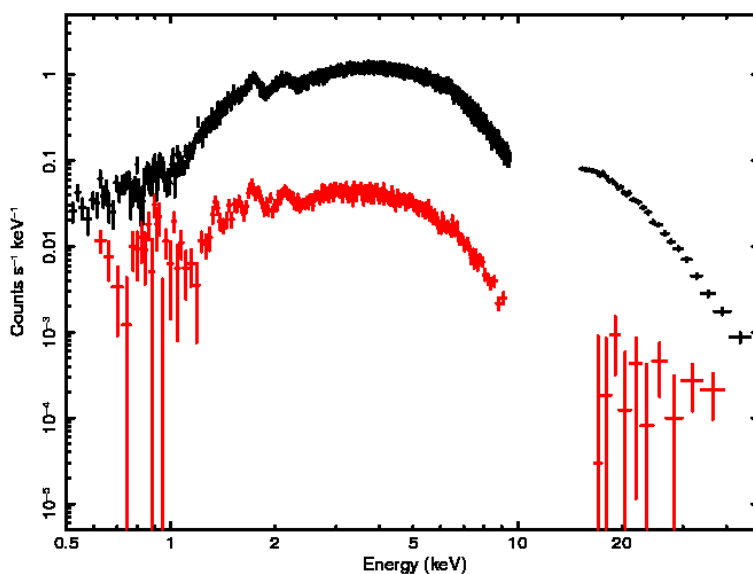


図 7.1: 4U 1954+31 の「すざく」による 1 回目と 2 回目の観測データの比較。赤が 1 回目、黒が 2 回目の観測データである。

まず、XIS の 0.5 – 1 keV, 1 – 10 keV の光度曲線を作成し、hardness ratio をとったものを図 7.2 に示す。1 – 10 keV の高エネルギー帯域では、光度曲線の時間変動が顕著に見られる。ところが、0.5 – 1 keV の低エネルギー帯域では時間の経過に伴う変化はほとんど見られず、ほぼ一定であった。

次に、エネルギースペクトル解析を行った。今回、XIS では 0.5 – 10 keV、HXD-PIN では 15 – 50 keV までのデータを取得することができた。モデルは、1 回目の観測データの解析結果と同様に、(1) 降着円盤からの多温度黒体放射 + 逆コンプトン散乱 (種光子 = BB) + 輝線成分 (Fe-K α) と (2) 熱的プラズマによる放射成分 + 逆コンプトン散乱 (種光子 = BB) + 輝線成分 (Fe-K α) の 2 つのモデルでフィットを行った。今回、中性子星周りの高温コロナの光学的厚さ τ の値が 3 以上と大きいと、compPS モデルを使用することができなかつた。したがって、compTT モデルを用いてスペクトルフィットを行った。apec の He よりも重い元素量 (Abundance) は、フィットからうまく決まらなかつたため、太陽の金属存在比と同じ値の 1 (Anders & Grevesse 1989) に固定した。

モデル (1) と (2) によるスペクトルフィット結果を 図 7.3、7.4 と表 7.1 に示す。モデル (1) と (2) のフィット結果から、 χ^2 (d.o.f) = 1.47 (3817) と同様の値を得た。(1) と (2) のどちらのモデルでも、天体のスペクトルを再現することができた。2 – 10 keV の吸収補正をしていないフラックスは $F_{2-10} = 2.07 \times 10^{-10} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ であった。天体までの距離を 1.7 kpc (Masetti et al. 2006) とした場合の吸収補正した 2 – 10 keV の光度は、 $L_{2-10} = 7.6 \times 10^{34} \text{ erg s}^{-1}$ であった。

ここで、種光子 (中性子星表面からの黒体放射) の温度 $T_0 = 1 \text{ keV}$ と推定でき、1 回目の観測と比較するとほぼ同程度の値となった。光度の変化に対して、種光子の温度はほぼ一定値をとることがわかった。高温コロナの光学的厚さ $\tau = 4.1 \pm 0.1$ と推定でき、1 回目の観測と比較するとおよそ 6.5 倍程大きくなっていることがわかった。また、高温コロナの電子温度 $kT \sim 7 \text{ keV}$ 程度となり、1 回目の観測から 0.1 倍となっていることがわかった。光度が高くなる程光子の数が増え、光子と電子が逆コンプトン散乱を起こしやすくなると考えられる。そのため、電子はクーリングされ、温度が下がると考えられる。

今回の観測データから、6.4 keV 付近に輝線成分が見られたため、モデルに加えてフィットを行った。中心エネルギーは $E_{\text{line}} = 6.37 \pm 0.01 \text{ keV}$ と推定でき、これは、中性もしくは低電離した Fe-K α 輝線であることがわかった。Fe-K α 輝線の等価幅は $EW = 30^{+4}_{-3} \text{ eV}$ であった。Fe-K α 輝線を仮定して、中心エネルギー $E_{\text{line}} = 6.4 \text{ keV}$ 、 $\sigma = 0 \text{ eV}$ に固定した輝線成分 (gaussian) を 1 回目の観測データのスペクトルのベストフィットモデルに加えてフィットを行った際、等価幅は $EW = 0 (< 21) \text{ eV}$ であった。IGR J16194–2810 と 4U 1700+24 においても同じ条件で輝線成分を加えてスペクトルフィットを行った結果、等価幅はそれぞれ $EW = 15 \pm 11 \text{ eV}$ 、 $0 (< 44) \text{ eV}$ であった。これらの結果から、光度が高くなるほど Fe-K α 輝線を検出しやすくなることがわかった。

さらに、1 回目と 2 回目の観測において低エネルギー側のフラックスがどの程度変化したか調べた。低エネルギー側を apec モデルと仮定した場合のフラックスを比較した。1 回目の観測の apec の 2 – 10 keV のフラックスは、 $F_{2-10} \sim 1.6 \times 10^{-10} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 、2 回目の観測では $F_{2-10} \sim 2.5 \times 10^{-9} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ であり、2 回目の観測では一桁程明るくなっていることがわかった。6.4 節において 4U 1954+31 の低エネルギー側の放射源は天体を起源とするものではないと結論付けた。しかし、今回のエネルギースペクトルの解析結果を考慮すると、低エネルギー側のフラックスが天体の増光にともなって高くなっていることから、天体起源であることが有力と考えられる。

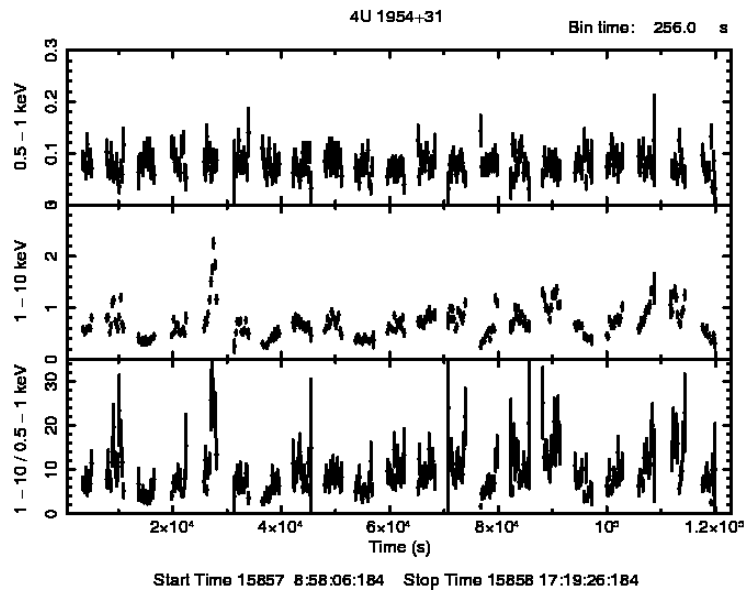


図 7.2: 4U 1954+31 (ToO 観測) の光度曲線。上から順番に、XIS の 0.5 - 1 keV、1 - 10 keV、1 - 10 keV と 0.5 - 10 keV の比。

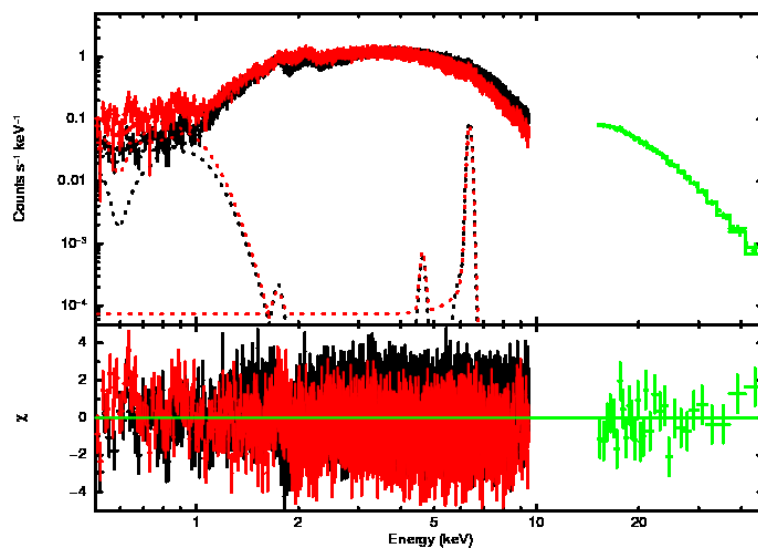


図 7.3: 4U 1954+31 (ToO 観測) のモデル (1) によるフィット結果。黒が XIS-FI、赤が XIS-BI、緑が HXD-PIN を示す。

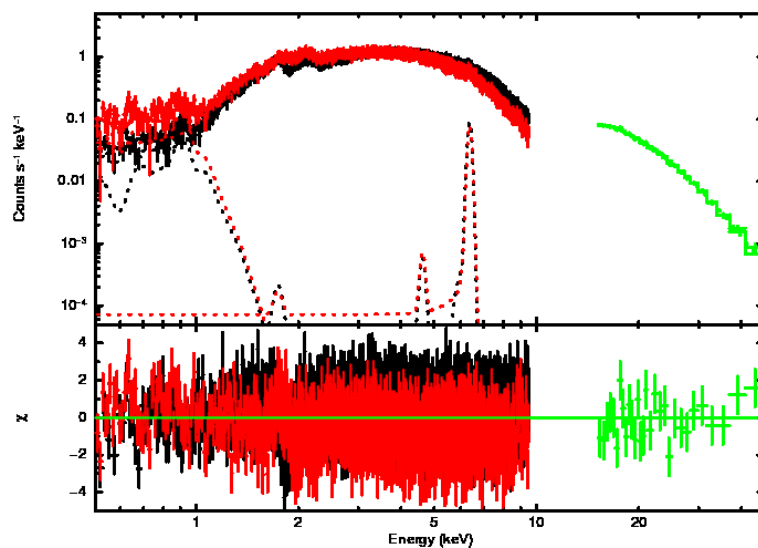


図 7.4: 4U 1954+31 (ToO 観測) のモデル (2) によるフィット結果。黒が XIS-FI、赤が XIS-BI、緑が HXD-PIN を示す。

表 7.1: 4U 1954+31 (ToO 観測) のベストフィット結果

component	parameter	モデル (1)	モデル (2)
phabs	$N_{\text{H}}^{\text{Gal}} (\times 10^{22} \text{cm}^{-2})$	1.14 ± 0.02	1.12 ± 0.02
diskbb	$T_{\text{DBB}} (\text{keV})$	0.066 ± 0.003	–
	Normalization ¹	$< 7.78 \times 10^7$	–
	$R_{\text{DBB}} (\text{km})$	< 2120	–
apec	$kT (\text{keV})$	–	$0.068^{+0.001}_{-0.009}$
	Abundance	–	1 (f)
	Normalization	–	85^{+147}_{-25}
compTT	$T_0 (\text{keV})$	1.000 ± 0.009	$1.000^{+0.008}_{-0.009}$
	$kT (\text{keV})$	$7.19^{+0.26}_{-0.23}$	$7.23^{+0.26}_{-0.23}$
	τ	4.1 ± 0.1	4.1 ± 0.1
	Normalization	$7.29^{+0.26}_{-0.27} \times 10^{-3}$	$7.23^{+0.26}_{-0.27} \times 10^{-3}$
gaussian (Fe- K_{α})	$E_{\text{line}} (\text{keV})$	6.37 ± 0.01	6.37 ± 0.01
	$\sigma (\text{eV})$	0 (< 0.05)	0 (< 0.05)
	Normalization	$8.39^{+1.16}_{-0.91} \times 10^{-5}$	$8.33^{+1.16}_{-0.89} \times 10^{-5}$
	EW (eV)	30^{+4}_{-3}	30^{+4}_{-3}
	F_{2-10}^2	2.07	2.07
	L_{2-10}^3	7.60	7.60
	$\chi^2_{\nu} (\text{d.o.f})$	1.47 (3817)	1.47 (3817)

* (f) は、値を固定しているという意味である。

¹Normalization_{DBB} = $(R_{\text{DBB}} (\text{km}))^2 / (D \text{ kpc})^2 \cos\theta$ (θ ; Inclination angle)。ここで、 $\theta = 60^\circ$ としている。 $D = 0.17$ と仮定した。

²吸収補正していない 2 – 10 keV のフラックス。単位は $10^{-10} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ 。

³吸収補正した 2 – 10 keV の光度。単位は $10^{34} \text{ erg s}^{-1}$ 。天体までの距離は、 $d = 1.7 \text{ kpc}$ (Masetti et al. 2006) と仮定した。