

すざく衛星を用いたブラックホール連星の 短時間における X 線スペクトル変動の研究

東京大学大学院 理学系研究科 天文学専攻 修士課程

宇宙航空研究開発機構 宇宙科学研究所

mizumoto@astro.isas.jaxa.jp

水本 岬希

学籍番号 35-136138

指導教員 海老沢 研 教授

平成 27 年 2 月 25 日

目次

第 1 章 概要	13
第 2 章 序論	15
2.1 ブラックホール連星と X 線観測	16
2.1.1 ブラックホールの概念	16
2.1.2 ブラックホール候補天体の発見	17
2.2 ブラックホール連星の X 線変動	18
2.2.1 長時間変動	18
2.2.2 短時間変動	19
2.3 ブラックホール連星の X 線スペクトル	20
2.3.1 多温度黒体輻射	20
2.3.2 ベキ関数型成分	20
2.3.3 降着円盤の反射成分	21
2.3.4 吸収線	22
2.3.5 広がった鉄輝線のような構造	22
2.4 ターゲット天体の選定	23
2.5 GRS 1915+105	24
2.5.1 概要	24
2.5.2 状態変化	24

2.5.3	X 線スペクトル	26
2.5.4	短時間変動	27
第 3 章	観測装置	29
3.1	すざく衛星	30
3.1.1	概要	30
3.1.2	X 線望遠鏡 (XRT)	31
3.1.3	X 線 CCD カメラ (XIS)	33
3.1.4	硬 X 線検出器 (HXD)	38
3.2	RXTE 衛星	40
3.2.1	概要	40
3.2.2	ガス比例計数管 (PCA)	40
3.2.3	フォスウィッチシンチレーション検出器 (HEXTE)	41
3.2.4	全天モニター (ASM)	42
第 4 章	観測とデータ処理	45
4.1	観測	46
4.2	すざくのデータ処理	46
4.2.1	XIS のデータ処理	47
4.2.2	HXD のデータ処理	53
4.3	RXTE のデータ処理	53
第 5 章	解析と結果	55
5.1	Color-color diagram	56
5.2	周期解析	56
5.3	時間平均スペクトル	58

5.3.1	用いるエネルギーバンド	58
5.3.2	P-sum モードのスペクトル	60
5.4	Difference variation function 法	61
5.4.1	準周期的振動現象	62
5.4.2	変動成分の分離	68
5.5	スペクトルの概形	72
5.6	Shot 解析	76
第 6 章	議論	81
6.1	広がった鉄輝線のような構造	82
6.1.1	反射モデルフィット	82
6.1.2	Disk-line モデルフィット	82
6.1.3	部分吸収モデルフィット	83
6.2	鉄構造の変動	86
6.2.1	DVF 法による変動の調査	86
6.2.2	すざくの周期ごとに切り分けたスペクトルの変動	92
6.2.3	Disk-line モデルにおける鉄構造変動の解釈	97
6.2.4	部分吸収モデルにおける鉄構造変動の解釈	97
6.3	吸収体の変動の違い	98
第 7 章	結論	101
付 録 A	XIS 検出器 P-sum モードの較正	111
A.1	概要	112
A.2	エネルギースケールとエネルギー分解能の較正	112
A.3	時刻付けの較正	115

図 目 次

2.1	Cyg X-1 の X 線強度	17
2.2	HDE 226868 の視線方向速度の変動	17
2.3	X 線天体からの QPO	19
2.4	降着円盤の反射成分	22
2.5	GRO J1655-40 の吸収線	22
2.6	広がった鉄輝線のような構造	23
2.7	GRS 1915+105 からの超光速運動	25
2.8	GRS 1915+105 の class	26
2.9	GRS 1915+105 の状態遷移	27
2.10	GRS 1015+105 の吸収線	28
2.11	GRS 1915+105 の広がった鉄輝線のような構造	28
3.1	X 線天文衛星すざくの外観	30
3.2	X 線天文衛星すざくの軌道	31
3.3	XRT の外観と配置図	33
3.4	XIS の外観と断面図	34
3.5	XIS の座標系	35
3.6	XIS の FI と BI の量子効率の比較図	36
3.7	P-sum モードの概略図	36

3.8	XIS の CCD カメラの概略図	37
3.9	XIS SCI のイメージ	37
3.10	HXD の外観と断面図	39
3.11	HXD Well ユニットの断面図	39
3.12	RXTE の外観図	41
3.13	PCA の概略図	42
3.14	HEXTE の概略図	43
3.15	ASM の概略図	43
4.1	RXTE で取得したライトカーブ	46
4.2	P-sum の GRADE 判定	47
4.3	XIS0 のイメージ	49
4.4	XIS0 Segment C のライトカーブ	49
4.5	XIS1 のイメージ	50
4.6	XIS1 のパイルアップ調査	51
4.7	XIS3 のイメージ	51
4.8	XIS0, 3 のパイルアップ調査	52
5.1	GRS 1915+105 の color-color diagram	57
5.2	GRS 1915+105 の QPO	58
5.3	XIS, HXD-PIN, HXD-GSO の時間平均スペクトル	59
5.4	Normal モードと P-sum モードのスペクトル	60
5.5	非対称領域での Normal モードのスペクトル	62
5.6	DVF 法でフェーズ分けをした GRS 1915+105 のライトカーブ	63
5.7	DVF 法のバンドパスフィルター	63

5.8	DVF 法によるスペクトル変化	64
5.8	<i>Continued.</i>	65
5.8	<i>Continued.</i>	66
5.8	<i>Continued.</i>	67
5.9	DVF 法によるカウントレートの比	68
5.10	スペクトル変動の概形	69
5.11	DVF 法による XIS 領域での変動の時間依存性	70
5.12	DVF 法による HXD 領域での変動の時間依存性	71
5.13	変動しない成分	72
5.14	現象論的モデルによるスペクトルフィット	74
5.15	PCA, HEXTE の時間平均スペクトル	75
5.16	すざく衛星と RXTE 衛星の同時スペクトルフィット	75
5.17	Shot の抽出とプロファイル	77
5.18	様々なエネルギーバンドでの shot プロファイル	78
5.19	Shot 解析によるスペクトルの変動	79
6.1	反射モデルによるスペクトルフィット	83
6.2	Disk-line モデルによるスペクトルフィット	84
6.3	部分吸収モデルによるスペクトルフィット	86
6.4	MCG-6-30-15 のスペクトル変化	88
6.5	セイファート銀河のスペクトル変動	88
6.6	明るいスペクトルと暗いスペクトルとの比	89
6.6	<i>Continued.</i>	90
6.6	<i>Continued.</i>	91

6.7	すざくの周期ごとの鉄構造	93
6.7	<i>Continued.</i>	94
6.8	すざくの周期ごとの等価幅の変動	95
6.9	すざくの周期ごとのカバリングファクターの変動	96
6.10	Disk-line モデルにおける変動の模式図	97
6.11	アウトフロー型の違い	100
A.1	P-sum モードの補正前後のスペクトルフィット	114
A.2	補正後のオフセットの値	115
A.3	周期で畳み込んだライトカーブ	117

表 目 次

3.1	すざく衛星の基本性能	32
3.2	RXTE の基本性能	40
5.1	GRS 1915+105 の QPO	58
5.2	ブラックホール連星の低周波 QPO の分類	58
5.3	変動しない成分のパラメータ	72
5.4	現象論的モデルフィットのパラメータ	76
6.1	Disk-line モデルフィットのパラメータ	85
6.2	部分吸収モデルフィットのパラメータ	87
6.3	ブラックホール連星と AGN の比較	99
A.1	P-sum モードで取得された較正用天体の観測データ	113
A.2	時刻付けの較正に使用した観測データ	115
A.3	時刻付けのずれの値	117

第1章 概要

X線天文学の黎明期である1970年代から、Cyg X-1などのブラックホール連星は1秒以下の激しい短時間変動を示すことが知られてきた。その後、1990年代にCCD検出器が登場したことで、優れたエネルギー分解能でブラックホール連星のX線スペクトルが調べられるようになり、広がった鉄輝線のようなスペクトル構造を有する天体があることが明らかとなった。このスペクトル構造は、高速に回転しているブラックホールのごく近傍でX線が反射される「disk-lineモデル」や、吸収体がX線放射領域を部分的に覆い隠す「部分吸収モデル」によって説明されてきたが、決定的なモデルが確立されるには至っていなかった。活動銀河核では、X線スペクトルの時間変動を調べることで「部分吸収モデル」が妥当であるということが分かってきたが、ブラックホール連星でX線スペクトルの時間変動を調べるためにはCCD検出器が苦手とする高時間分解能が必要であった。

X線天文衛星「すざく」搭載のX線CCDカメラXISは、観測対象の明るさや時間変動に応じて観測モードを使い分けて観測を行っている。そのうちのひとつであるParallel-sum clocking (P-sum) モードは、空間情報を1次元捨てることで、通常の観測モードでは8秒ごとにイベント付けされるところ、7.8ミリ秒ごとにイベントを得る。このモードを用いることで、ブラックホール連星のX線スペクトルの短時間変動をCCD検出器の分解能で調べることができる。だが、P-sumモードの較正は通常モードと比べると非常に困難であり、満足のいく較正はこれまで行われていなかった。

そこで筆者はまず、P-sumモードのデータを正しく扱えるようにするため、較正用観測データを網羅的に解析し、打ち上げ以来のエネルギースケールと分解能を決定した。その上で、観測時のX線スペクトルに鉄の構造が顕著に見えていたGRS 1915+105のP-sumモード観測アーカイブデータを解析した。まず、光度変化に着目した解析の結果、1.9 Hzの準周期的振動現象が見つかり、それが変動しない円盤成分とスペクトルの形を変えずに光度が変動するコロナ雲成分によって説明できることが示された。次にスペクトル変動を調べたところ、「disk-lineモデル」では変動の時間スケールが自然には説明できないが、「部分吸収モデル」ではX線放射源の明るさと吸収体がX線放射源を覆い隠す割合が独立に変動することで矛盾なく説明できることが分かった。このようなスペクトル変動は、活動銀河核で報告されているスペクトル変動とは異なるものであり、ブラックホール連星と活動銀河核での吸収体を形成するアウトフローのタイプの違いを表していると解釈することができる。

第2章 序論

Contents

2.1	ブラックホール連星と X 線観測	16
2.1.1	ブラックホールの概念	16
2.1.2	ブラックホール候補天体の発見	17
2.2	ブラックホール連星の X 線変動	18
2.2.1	長時間変動	18
2.2.2	短時間変動	19
2.3	ブラックホール連星の X 線スペクトル	20
2.3.1	多温度黒体輻射	20
2.3.2	ベキ関数型成分	20
2.3.3	降着円盤の反射成分	21
2.3.4	吸収線	22
2.3.5	広がった鉄輝線のような構造	22
2.4	ターゲット天体の選定	23
2.5	GRS 1915+105	24
2.5.1	概要	24
2.5.2	状態変化	24
2.5.3	X 線スペクトル	26
2.5.4	短時間変動	27

本章の執筆にあたり、「シリーズ現代の天文学 8 ブラックホールと高エネルギー現象」(日本評論社、小山勝二・嶺重慎 編) の記述を参考にした。

2.1 ブラックホール連星と X 線観測

2.1.1 ブラックホールの概念

現代のブラックホールの理論は、1915年に Einstein によって発表された一般相対論に端を発する。Newton 力学によると、質量 M 、半径 r の天体表面から質量 m の質点が脱出する速度 v は

$$\frac{1}{2}mv^2 = G\frac{Mm}{r^2} \quad (2.1)$$

で表される。 G は重力定数を表す。脱出速度 v が光速 c と等しくなる時の半径 $r = r_s$ は、

$$r_s = \frac{2GM}{c^2} = 3.0 \left(\frac{M}{M_\odot} \right) \text{ [km]} \quad (2.2)$$

で表される。 $M_\odot$ は太陽質量を表す。ゆえに、半径が r_s を下回るような天体があるとすれば、その表面からは光が脱出することが出来なくなる、という類推が成立する。このような状況を正確に記述するのが一般相対論である。一般相対論の基礎方程式である Einstein 方程式は以下のように表される。

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R + \Lambda g_{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^4}T_{\mu\nu}. \quad (2.3)$$

$R_{\mu\nu}$ はリッチテンソル、 $g_{\mu\nu}$ は計量テンソル、 R はスカラー曲率、 $T_{\mu\nu}$ はエネルギー運動量テンソル、 Λ は宇宙項を表す。Schwarzschild は、中心のみに質量がありその周囲の空間は等方的であるという条件の下で Einstein 方程式を解き、1916年に Schwarzschild 解を発表した。Schwarzschild 解のメトリックは

$$ds^2 = -\left(1 - \frac{r_s}{r}\right)dt^2 + \left(1 - \frac{r_s}{r}\right)^{-1}dr^2 + r^2d\theta^2 + r^2\sin^2\theta d\phi^2 \quad (2.4)$$

となり、固有時間の間隔 $d\tau$ は

$$d\tau = \left(1 - \frac{r_s}{r}\right)^{1/2} dt \quad (2.5)$$

と表される。この式は、物体が r_s に近づくとそこでの時間経過が遅くなるように見えることを意味する。また、 $r < r_s$ では式 (2.5) の係数が虚数になり、 r_s より内側の世界は外側からは知りえない領域となる。この r_s を Schwarzschild 半径とよぶ。物質が Schwarzschild 半径より小さく押し縮められたとすると、その内部の情報は外部に出てこない。これがブラックホールの概念である。

強い重力場により光さえ脱出できないという特異な環境と、物質を Schwarzschild 半径以下に押し縮めるという非現実性ゆえに、ブラックホールは当初、現実には存在しないと考えられていた。しかし、恒星進化論の進展に伴い、1930年代頃になると、大質量星が進化すると中心部はきわめて高密度になり中心部が重力でつぶれてブラックホールが出現する可能性があると言じられるようになった (see, e.g. [Oppenheimer & Snyder 1939](#))。

2.1.2 ブラックホール候補天体の発見

ブラックホール候補天体の第一号となったのは、Cyg X-1 とよばれる、はくちょう座にある強い X 線源である。1970 年代に打ち上げられた世界初の X 線天文衛星 Uhuru で Cyg X-1 を観測したところ、1 秒より短い時間スケールで激しく時間変動をしていた (図 2.1; Oda et al. 1971)。これほど短時間で変動できる天体はきわめて小さいはずであり、重力的に潰れた星である可能性が高いと考えられた。Miyamoto et al. (1971) により Cyg X-1 の位置が数分角の精度で決定されると、電波観測から Cyg X-1 と同じところに B01b 型の超巨星 HDE 226868 があることが明らかになった (Bolton 1972)。HDE 226868 は 5.6 日の周期を持つ分光連星であり (図 2.2)、その伴星は可視光で光っていないため、この伴星となっているのが X 線を放射する潰れた星であろうと考えられた (Bolton 1975)。

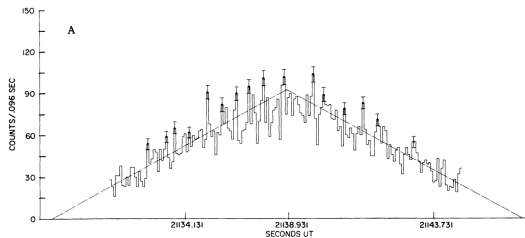


図 2.1: Uhuru の視野を Cyg X-1 がゆっくり横切る際の X 線強度 (Oda et al. 1971)。変動が無ければ点線で示した三角形のような変化を示すはずである。

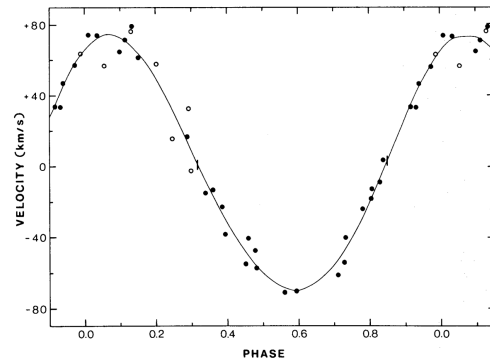


図 2.2: HDE 226868 の視線方向速度の変動 (Bolton 1975)。5.6 日の連星周期で折たたんだものである。

連星系の運動から、X 線伴星の質量に制限をつけることが可能である。主星の質量を M 、X 線伴星の質量を m 、連星軌道の傾斜角を i 、周期を P 、主星の視線方向速度の最大値を K とし、ケプラー運動を考えると

$$\frac{(m \sin i)^3}{(M + m)^2} = \frac{K^3 P}{2\pi G} \quad (2.6)$$

となる。右辺は観測量のみで求まり、Cyg X-1 の場合 $0.22 M_{\odot}$ となる。加えて、主星のスペクトルから $M \sim 25 M_{\odot}$ 、光度曲線から $i \sim 30^{\circ}$ と推定され、最終的に Cyg X-1 の質量は $\sim 14 M_{\odot}$ と推定された。現在では、 $M = 19.2 \pm 1.9 M_{\odot}$ 、 $m = 14.8 \pm 1.0 M_{\odot}$ 、 $i = 27^{\circ}.1 \pm 0^{\circ}.8$ と推定されている (Orosz et al. 2011)。これほどの質量を持つ X 線天体は中性子星ではありえない。なぜなら、中性子星の質量が $\sim 3 M_{\odot}$ を超えてしまうと、中性子の縮退圧で重力を支えることが出来なくなり、天体として理論的に存在しえなくなるからである (Oppenheimer & Snyder 1939)。ゆえに、Cyg X-1 はブラックホール以外にありえないと考えられるようになった。

ブラックホールは単体では光らないが、他の恒星と連星系を形成すると X 線で光るようになる。連星系を形作っている相手の星の一部がブラックホールの重力ポテンシャルに捕らわれて落ちていくことで、降着円盤が形成される。降着円盤で物質が中心に向かって落ちていくことで重力エネルギーが開放されることで X 線を放射する。放射強度は降着率に依存しており、基本的には降着率が高いほど明るく光る。

現在では、銀河系内や大マゼラン雲内に 20 個ほどのブラックホール候補天体が知られている (Remillard & McClintock 2006)。これらの天体の多くは主星の分光観測が行われており、X 線伴星の質量が推定されている。これらの天体はあくまでブラックホール「候補」天体であるが、ブラックホールと考えるより他になく、またどれもが連星系をなしていることから、本論文では以後、これら連星を成しているブラックホール候補天体のことを「ブラックホール連星」とよぶことにする。

2.2 ブラックホール連星の X 線変動

ブラックホールは様々なタイムスケールで変動する。ここでは代表して、状態遷移による数日～数年オーダーでの長時間変動と、準周期的振動現象による数ミリ秒～数秒オーダーでの短時間変動について述べる。

2.2.1 長時間変動

標準的なブラックホール連星は、low/hard 状態と high/soft 状態という 2 つの典型的なスペクトル状態を持つ。low/hard 状態は、質量降着率が低く X 線光度が Eddington 光度の数%未満の時に出現する。low/hard 状態では、ブラックホール周りの降着円盤は幾何的に厚く光学的に薄いと考えられている。円盤中のイオンは数 MeV 程度の高温に達し、Coulomb 散乱により電子にエネルギーを渡す。電子は加熱されるが、同時に円盤外側などからくる紫外線光子との Compton 散乱でエネルギーを失うため、電子の温度はイオンよりずっと低温になる。この低エネルギーの光子が熱的な電子により散乱された結果、後述 (2.3.2 節) するような数十 keV あたりで折れ曲がりを持つベキ関数型成分の X 線スペクトルを放射する。ベキの傾きは典型的に 1.4–1.7 程度である。

質量降着率が上がり X 線光度が Eddington 光度の数%を超えると、ブラックホール連星は high/soft 状態へと遷移する。high/soft 状態では、10 keV 以下の軟 X 線領域で強い超過成分が現れる。この超過成分は幾何学的に薄く光学的に厚い降着円盤が起源であると考えられている。一方、10 keV 以上では折れ曲がりの無い非熱的なベキ関数型成分がまっすぐに延びる。このハード成

分の起源はよく分かっていないが、ブラックホール周辺の超高温プラズマによる逆 Compton 散乱によるものではないかと考えられている。ベキの傾きは典型的に 2-2.5 程度であり、low/hard 状態の傾きよりも急である。

2.2.2 短時間変動

図 2.3 (左) は、EXOSAT 衛星によって描かれた中性子星連星 GX 5-1 のパワースペクトルである (van der Klis et al. 1985)。20 Hz のあたりに幅の広いピークが見られ、周期の安定しない振動成分があることが分かる。このピークは中性子星の自転によるものではない。なぜならばもし中性子星の自転によってパワースペクトルにピークが表れるなら、それはパルサーに見られるように鋭いピークになるはずだからである。この変動は準周期的振動現象 (quasi-periodic oscillation, QPO) と呼ばれ、GX 5-1 に続き、中性子星連星 Cyg X-2 (Hasinger et al. 1986) や X 線パルサー Cen X-3 (Takeshima et al. 1991)、さらにはブラックホール連星 LMC X-1 (図 2.3 右; Ebisawa et al. 1989) からも QPO が観測された。現在では、多くのブラックホール連星から QPO が観測されており (see, e.g. McClintock & Remillard 2006)、そのメカニズムについて多くの議論がなされているが、決定的な要因はいまだ明らかになっていない。

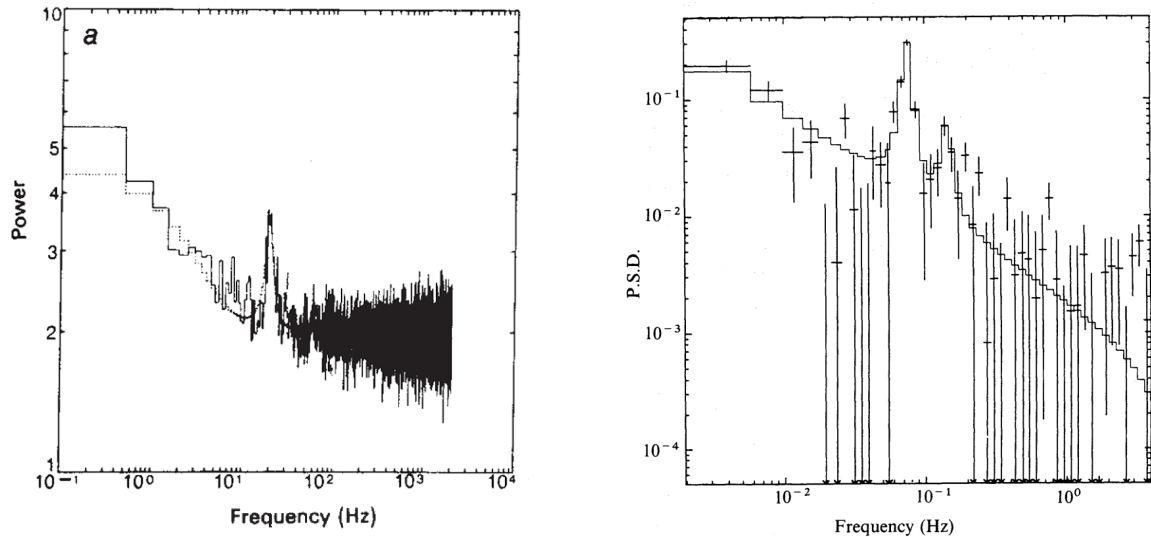


図 2.3: GX 13-1 の QPO (左; van der Klis et al. 1985 を一部改変) と LMC X-1 の QPO (右; Ebisawa et al. 1989)

2.3 ブラックホール連星の X 線スペクトル

ブラックホール連星の X 線スペクトルは、一般に複数の連続成分の和として表される。観測されるスペクトルは、これらの連続成分に加え、降着円盤の反射成分や様々な元素による吸収構造などが影響したものとなる。以下、それぞれの成分について述べる。

2.3.1 多温度黒体輻射

降着円盤からの放射モデルとして、多温度黒体輻射 (multi-color disk, MCD) モデル (Makishima et al. 1986; Mitsuda et al. 1984) が広く用いられている。幾何的に薄く光学的に厚い標準降着円盤を考える (Shakura & Sunyaev 1973)。円盤中心より半径 r 離れたところで放射されるフラックスは、

$$f(r) \equiv \sigma T(r)^4 = \frac{3}{8\pi} \frac{GM\dot{M}}{r^3} \left(1 - \sqrt{\frac{r_{\text{in}}}{r}}\right) \quad (2.7)$$

で表される。 $r \gg r_{\text{in}}$ においては

$$T(r) = T_{\text{in}} \left(\frac{r}{r_{\text{in}}}\right)^{-3/4} \quad (2.8)$$

と近似できる。ここで、 σ は Stefan-Boltzmann 定数、 $T(r)$ は円盤の温度、 T_{in} は円盤内縁の温度、 M はブラックホール質量、 $\dot{M}$ は質量降着率、 r_{in} は円盤の内縁半径を表す。円盤からの放射は様々な温度の黒体輻射の重ね合わせで表されたとする。フラックスのエネルギースペクトルは

$$f(E) = \frac{\cos i}{D^2} \int_{r_{\text{out}}}^{r_{\text{in}}} 2\pi r B(E, T(r)) dr \quad (2.9)$$

となる。ここで、 D は天体までの距離、 i は円盤の見込み角 (inclination)、 r_{out} は円盤の外縁半径、 $B(E, T)$ は Planck 関数を表す。式 (2.8)、式 (2.9) より、

$$f(E) = \frac{8\pi r_{\text{in}}^2 \cos i}{3D^2} \int_{T_{\text{out}}}^{T_{\text{in}}} \left(\frac{T}{T_{\text{in}}}\right)^{-11/3} B(E, T(r)) \frac{dT}{T_{\text{in}}} \quad (2.10)$$

と表される。円盤外縁の温度 T_{out} が十分小さいとすると、式 (2.10) は r_{in} , i , D に依存する規格化の項と、 E , T_{in} に依存する項から成り立っていることが分かる。すなわち、MCD モデルのスペクトルの形状は T_{in} のみに依存する。このモデルは観測をよく説明する。

2.3.2 ベキ関数型成分

ベキ関数型成分は

$$E^{-\Gamma} \exp(-E/E_c) \quad (2.11)$$

と表される。 E はエネルギー、 Γ は光子指数、 E_c はカットオフエネルギーを表す。この成分は、降着円盤から出てきた紫外線領域の種光子が周囲のコロナ中の高温プラズマによって逆 Compton 散乱を受けて、叩き上げられたことによるものだと考えられる。光子はプラズマの温度を超えることがないため、エネルギーのカットオフが生じる。エネルギー $E_{\text{initial}} (\ll kT_e)$ をもった光子が、電子温度 T_e の非相対論的な熱的プラズマの中で逆 Compton 散乱を受ける状況を考える。逆 Compton 散乱を 1 回受けると、光子のエネルギーは $\Delta E = (4kT_e/m_e c^2) E_{\text{initial}}$ だけ増加する。 k は Boltzmann 定数、 m_e は電子の質量を表す。光子がプラズマ内の電子により N 回の散乱を受けたとすると、光子の最終的なエネルギー E は

$$E \simeq E_{\text{initial}} \exp \left[N \left(\frac{4kT_e}{m_e c^2} \right) \right] \quad (2.12)$$

で与えられる。光学的深さを τ とすると、散乱回数 N はおよそ $\max(\tau, \tau^2)$ となるので、

$$y \equiv \max(\tau, \tau^2) \times \frac{4kT_e}{m_e c^2} \quad (2.13)$$

とすると

$$E \simeq E_{\text{initial}} e^y \quad (2.14)$$

と表される。式 (2.13) で定義された y を Compton の y パラメータとよぶ。 $y > 1$ の時、光子の平均的エネルギーは e^y 倍ずつ増加する。いっぽう、 $y \gg 1$ の時はスペクトルは電子の熱エネルギー付近まで到達する。式 (2.11) において、光子指数 Γ は

$$\Gamma = -\frac{3}{2} \pm \sqrt{\frac{9}{4} + \frac{4}{y}} \quad (2.15)$$

となる (Rybicki & Lightman 1979)。

2.3.3 降着円盤の反射成分

コロナ内で逆 Compton 散乱を受けた X 線光子には、我々に直接届くものの他に、光子が降着円盤に入射し内部で Compton 散乱されて出てくる、反射成分と呼ばれるものがある。反射成分にはエネルギー依存性があり、20–40 keV に Compton hump とよばれるピークを有するとともに、7.1 keV 付近に鉄の吸収エッジを示す (図 2.4)。また、光電吸収が起こるため、K 吸収端に対応する蛍光輝線が生じ、特に鉄の K 輝線 (中性の場合 6.4 keV) が強く見られる。

2.3.4 吸収線

あすか衛星 (Tanaka et al. 1994) に CCD 検出器 Solid-State Imaging Spectrometer (SIS; Burke et al. 1994) が搭載されたことで、それまでに比べはるかに高いエネルギー分解能でブラックホール連星の X 線スペクトルが得られるようになった。その結果、ブラックホール連星 GRO J1655-40 から初めて高階電離の鉄の吸収線が観測された (図 2.5; Ueda et al. 1998)。その後、多くの低質量 X 線連星 (low-mass X-ray binaries, LMXB) から吸収線が検出されるようになり (Boirin et al. 2004 for a review)、ブラックホール連星のまわりには X 線を吸収するガスが存在することが明らかになった。さらに、Chandra 衛星 (Weisskopf et al. 2000) の High Energy Transmission Grating Spectrometer (HETGS; Canizares et al. 2005) などの回折格子を用いた観測により、これらの吸収線は青方偏移していることが明らかとなった (e.g. Ueda et al. 2009)。これは、吸収体がブラックホールの中心付近から外向きに動いている (アウトフロー) ことを意味している。アウトフローは電子の輻射圧や熱的作用、あるいは磁場によって引き起こされていると考えられている。

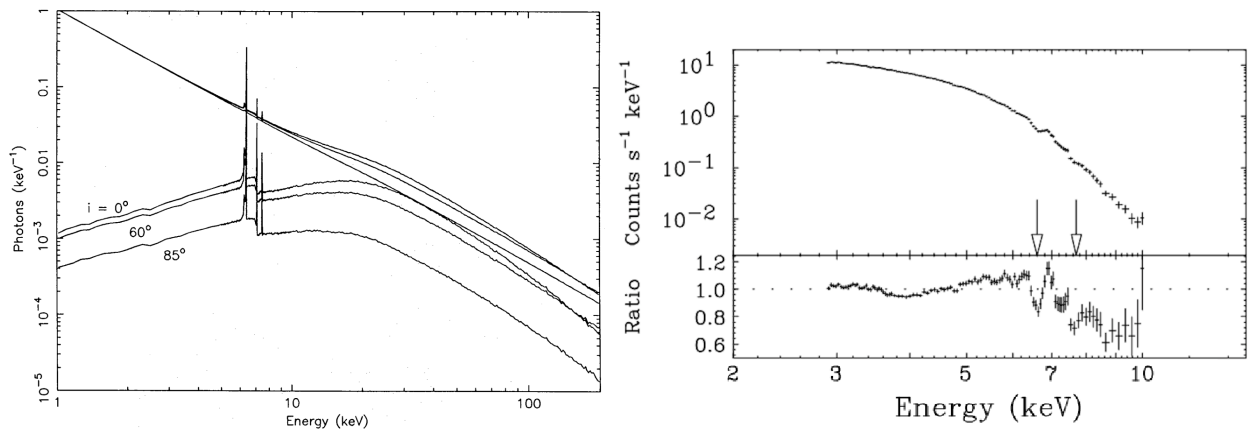


図 2.4: 降着円盤の反射成分 (George & Fabian 1991)。ベ 図 2.5: GRO J1655-40 の吸収線 (Ueda et al. 1998 を一
キ関数型成分が入射した時の、傾き角を変えた時の反射成分のモデルを示している。

2.3.5 広がった鉄輝線のような構造

いくつかのブラックホール連星では、5-8 keV 付近に広がった鉄輝線のような構造が見受けられる (Miller 2007 for a review)。このような構造は、超巨大ブラックホールが中心にあると考えられている活動銀河核 (active galactic nuclei, AGN) や (see, e.g. Tanaka et al. 1995)、中性子星連星でも見受けられる (Cackett et al. 2010)。Fabian et al. (1989, 2002b) はこの構造を説明するにあたり、高

速に回転するブラックホールを考え、ブラックホールのごく近傍の円盤から出る蛍光鉄輝線が重力赤方偏移の影響を受けてなまされて放射されるという“disk-line モデル”を提案した。一方、ぎんが衛星やあすか衛星による Cyg X-1 の観測により、この構造は反射成分と細い鉄輝線によっても説明されることが示された (Ebisawa et al. 1996; Inoue 1989)。また、AGN の広がった鉄輝線のような構造は電離吸収体による部分吸収で説明することができることも示されている (see, e.g. Miyakawa et al. 2012, 2009; Mizumoto et al. 2014)。さらに Hayashida et al. (2007) は、狭輝線セイファート 1 型銀河 1H 0707-495 の広がった鉄輝線のような構造を、コロナ雲内の鉄が完全電離していないために生じたものとして説明した。このように、広がった鉄輝線のような構造を説明するモデルは複数あるが、どのモデルを用いても (少なくとも) 時間平均スペクトルの形状は説明することができる (図 2.6)。

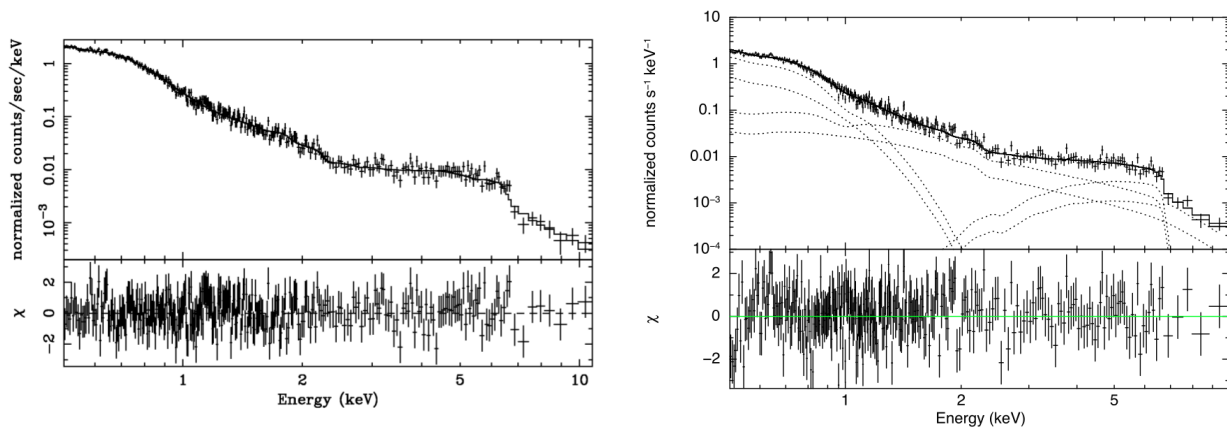


図 2.6: 狭輝線セイファート 1 型銀河 1H 0707-495 の広がった鉄輝線のような構造。左図が disk-line モデルによるフィッティング (Fabian et al. 2002a) で、右図が部分吸収モデルによるフィッティング (Mizumoto et al. 2014)。どちらも同じスペクトルを用いている。

2.4 ターゲット天体の選定

これまで見てきたように、ブラックホール連星の物理は、秒スケール以下での光度変化およびエネルギー分解能の高い X 線スペクトルの調査によって明らかになってきた。しかし、CCD 検出器は原理的に二次元撮像を行う際は時間分解能が悪いため、そのエネルギー分解能でブラックホール連星の X 線スペクトルの短時間変動を追うことは難しい。そこで、X 線天文衛星「すざく」搭載の X 線 CCD カメラ XIS の Parallel-sum clocking (P-sum) モードとよばれる観測モードを用いてスペクトル変動を調べることを考えた。

XIS は、観測対象の明るさや時間変動に応じて観測モードを使い分けて観測を行っている。XIS の通常の観測モードは数秒程度以下の時間変動を捉えることが出来ないのだが、観測モードの中で

最も時間分解能の高い P-sum モードは、空間情報を 1 次元捨てることで読み出しに要する時間を大幅に減らし、7.8 ミリ秒刻みでイベントを読み出すことができる。これまでに P-sum モードではブラックホール連星 Cyg X-1 と GRS 1915+105 が観測されており、GRS 1915+105 のスペクトルには CCD 検出器のエネルギー分解能で定量的評価が可能となる鉄の構造が見受けられた。そこで、本研究では GRS 1915+105 の P-sum モード観測データを用いて、ブラックホール連星の X 線スペクトルが短時間でどのような変動を示しているかを調べることにする。

2.5 GRS 1915+105

2.5.1 概要

GRS 1915+105 は GRANAT 衛星によって 1992 年に見つかった X 線天体である (Castro-Tirado et al. 1992)。太陽から 12.5 ± 1.5 kpc の距離にあり (Rodriguez et al. 1995)、電波ジェットから超光速運動 (superluminal motion) が観測された初めての系内天体である (Mirabel & Rodríguez 1994)。超光速運動は、観測者の方向に向かって放射源が相対論的速度で動いている時に生じる現象であり、見かけ上ジェットが光速を超えた速度で動いているように見える。ジェットが対称に出ているという仮定のもとで両者の速度と光度の比からジェットの真の速度と見込み角を求めることができ、それぞれ $0.95c \pm 0.3c$ 、 $68^\circ \pm 2^\circ$ と推定されている (Fender et al. 1999; Mirabel & Rodríguez 1994)。また、赤外線による伴星の運動の観測などにより、主星は $14 \pm 4 M_\odot$ のブラックホール、伴星は $1.0\text{--}1.5 M_\odot$ の K-M III 型星だと推定されている (Greiner et al. 2001a,b)。このような系内のジェット天体は、相対論的ジェットを伴うクェーサーになぞらえて「マイクロクェーサー」と呼ばれる。

2.5.2 状態変化

GRS 1915+105 は、標準的なブラックホール連星とは一見異なる状態遷移を示す。Belloni et al. (2000) は、1996 年から 1997 年の間に The Rossi X-ray Timing Explorer (RXTE; Bradt et al. 1993) で観測された GRS 1915+105 のデータを、ライトカーブと color-color diagram をもとに 12 の class に分けた (図 2.8)。ここで color-color diagram は、エネルギーを A: 2-5 keV, B: 5-13 keV, C: 13-60 keV に分割し、それぞれのカウントレートから 2 つの hardness ratio (HR): $HR1 = B/A$, $HR2 = C/A$ を計算し、HR1 を縦軸、HR2 を横軸にとって作成している。3 状態の典型的な color-color diagram を図 2.9 に示す。さらに、それら 12 の class は 3 つの状態 (state A, state B, state C) の遷移で成り立っていることを明らかにした。State A, B は 降着円盤からの放射がはっきりと見える high/soft

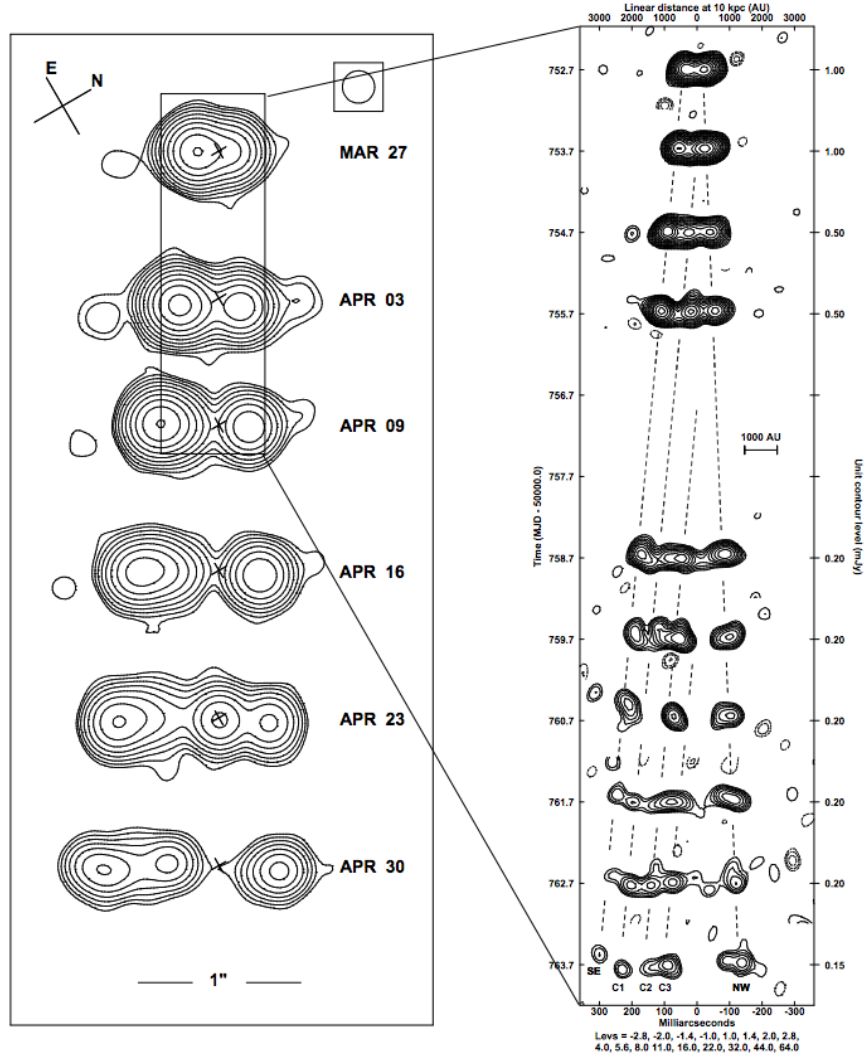


図 2.7: GRS 1915+105 からの超光速運動 (Fender & Belloni 2004)。電波の等強度線図の時間発展を示す。左図は 1994 年の増光のもので、右図は 1997 年のもの。

型のスペクトルを示している。State B の方が state A よりも明るいいため、降着率が高いと考えられる。State C は降着円盤からの放射が顕著に見えない low/hard 型のスペクトルを示す。3つの state の遷移のうち、state C から state B への遷移は起こらないと考えられている。

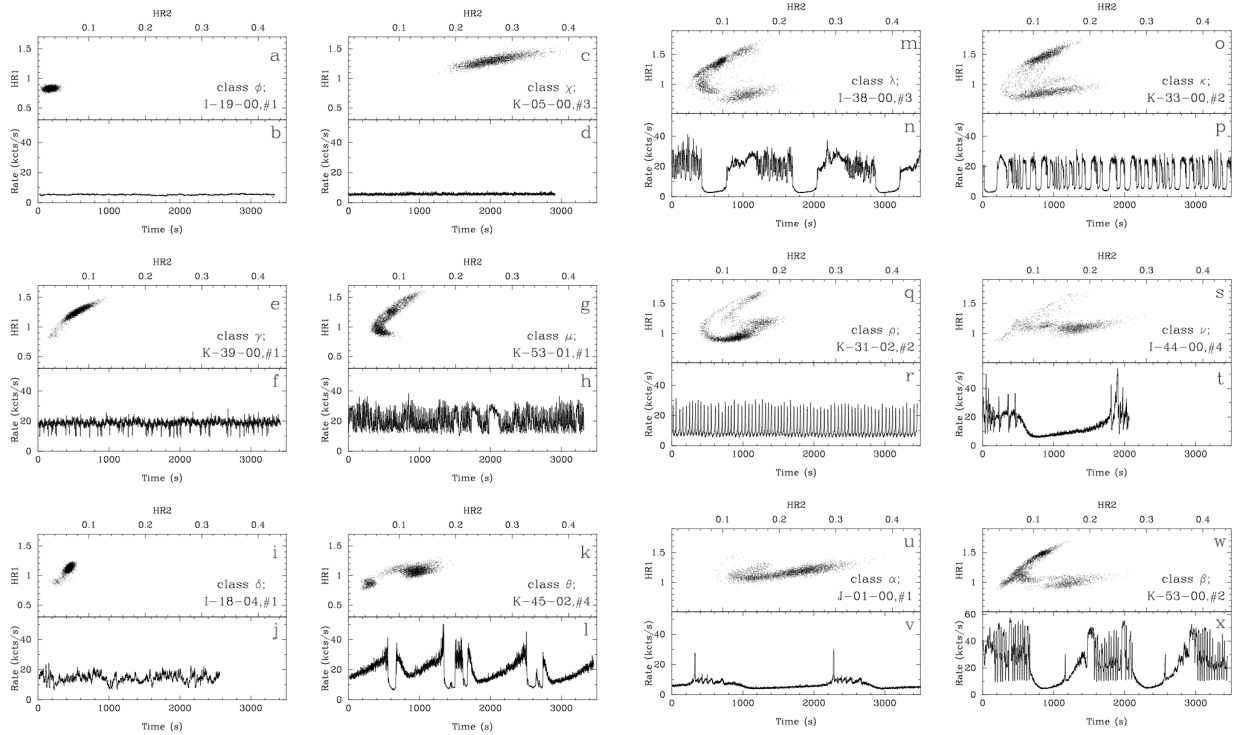


図 2.8: GRS 1915+105 の 12 の class (Belloni et al. 2000)

2.5.3 X 線スペクトル

GRS 1915+105 の X 線スペクトルの連続成分は、MCD 成分、(折れ曲がりのある) ベキ関数型成分、反射成分の足しあわせで説明される。反射成分は観測によって必要な時と必要でない時がある (Feroici et al. 1999)。カットオフエネルギーはおおよそ 50 keV から 100 keV の間で変動しているが (Trudolyubov et al. 1999b)、12–20 keV とかなり低いカットオフエネルギーの値を取る時や (Trudolyubov 2001)、400 keV まで折れ曲がりが見られない時もある (Fuchs et al. 2003)。

あすか衛星の観測により、GRS 1915+105 の X 線スペクトルから鉄などの吸収線が検出された (Kotani et al. 2000)。また、Ueda et al. (2009) は Chandra 衛星の HETGS を用いて State A にいる時の GRS 1915+105 を観測し、鉄の吸収線が 500 km/s ほど青方偏移していることを明らかにした (図 2.10)。この時、吸収体は中心からおおよそ $10^5 r_s$ 離れたところに位置しており、アウトフロー

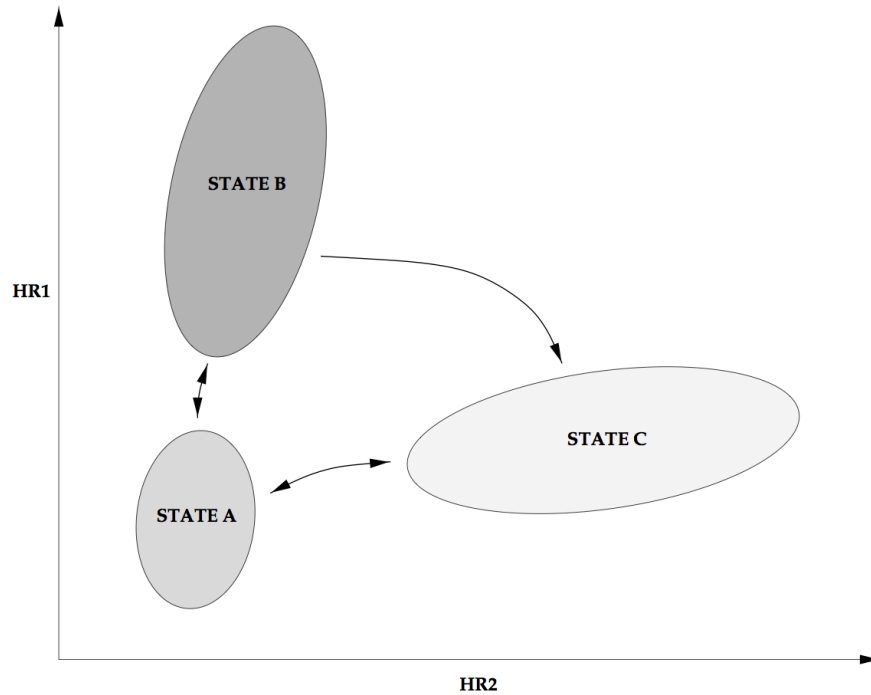


図 2.9: GRS 1915+105 の 3 つの state とその間の状態遷移 (Belloni et al. 2000)

由来であると考えられている。State A では吸収線が顕著に観測される一方、State C ではハードな X 線光子によって吸収体の電離が進むため吸収線が微弱になる (Lee et al. 2002)。また、State C では広がった鉄輝線のような構造が観測されることがある (図 2.11; Martocchia et al. 2002; Neilsen & Lee 2009)。

2.5.4 短時間変動

GRS 1915+105 からは、0.5–10 Hz の低周波 QPO や ~ 70 Hz の高周波 QPO が検出されている (Belloni & Altamirano 2013; Yan et al. 2013)。State C での低周波 QPO の周波数と天体の明るさには正の相関があることが報告されており (see Figure 13 in Fender & Belloni 2004)、これは降着円盤とコロナ雲との境界が変わることが原因であると考えられている (Trudolyubov et al. 1999a)。高周波 QPO は主に state A, B で見られ、state C ではあまり見られない。

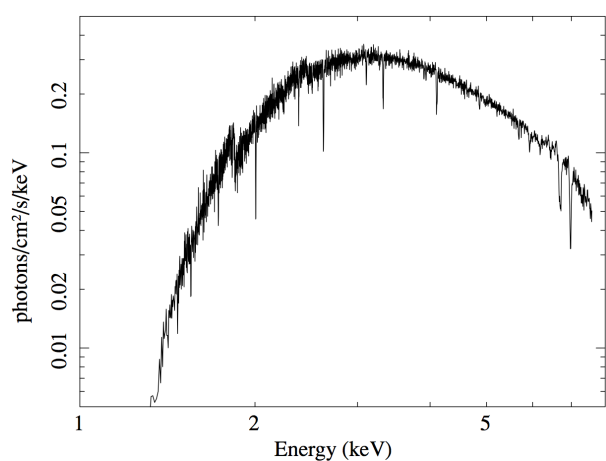


図 2.10: GRS 1915+105 の吸収線 (Ueda et al. 2009)。計 32 本の細い吸収線が検出されている。

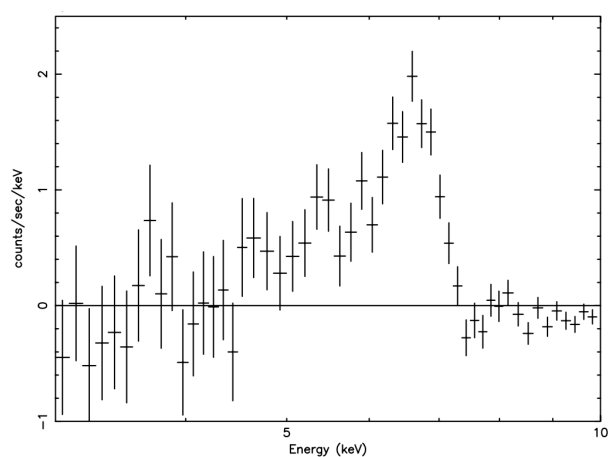


図 2.11: GRS 1915+105 の広がった鉄輝線のような構造 (Martocchia et al. 2002)。BeppoSAX 衛星 (Boella et al. 1997) で取得されたスペクトルを、鉄輝線構造を除いてフィットしたモデルからの残差を示している。そのため、鉄輝線構造が強調された表示になっていることに注意。

第3章 観測装置

Contents

3.1	すざく衛星	30
3.1.1	概要	30
3.1.2	X線望遠鏡 (XRT)	31
3.1.3	X線 CCD カメラ (XIS)	33
3.1.4	硬 X 線検出器 (HXD)	38
3.2	RXTE 衛星	40
3.2.1	概要	40
3.2.2	ガス比例計数管 (PCA)	40
3.2.3	フォスウィッチシンチレーション検出器 (HEXTE)	41
3.2.4	全天モニター (ASM)	42

3.1 すざく衛星

3.1.1 概要

X線天文衛星「すざく」(図 3.1) は、「はくちょう (1979 年打ち上げ)」、「てんま (1893 年)」、「ぎんが (1987 年)」、「あすか (1993 年)」に続く、日本が打ち上げた 5 番目の X 線天文衛星であり (Mitsuda et al. 2007)、2005 年 7 月 10 日に鹿児島県内之浦から M-V 6 号ロケットにより軌道上へ投入された。すざく衛星は高度約 550 km の略円軌道上を約 96 分で周回しており (図 3.2)、アメリカの Chandra 衛星やヨーロッパの XMM-Newton 衛星に比べて周回高度が低い。そのため、地球磁気圏の中に常に位置しており、荷電子由来の検出器雑音 (バックグラウンド) を低く抑えることを可能としている。

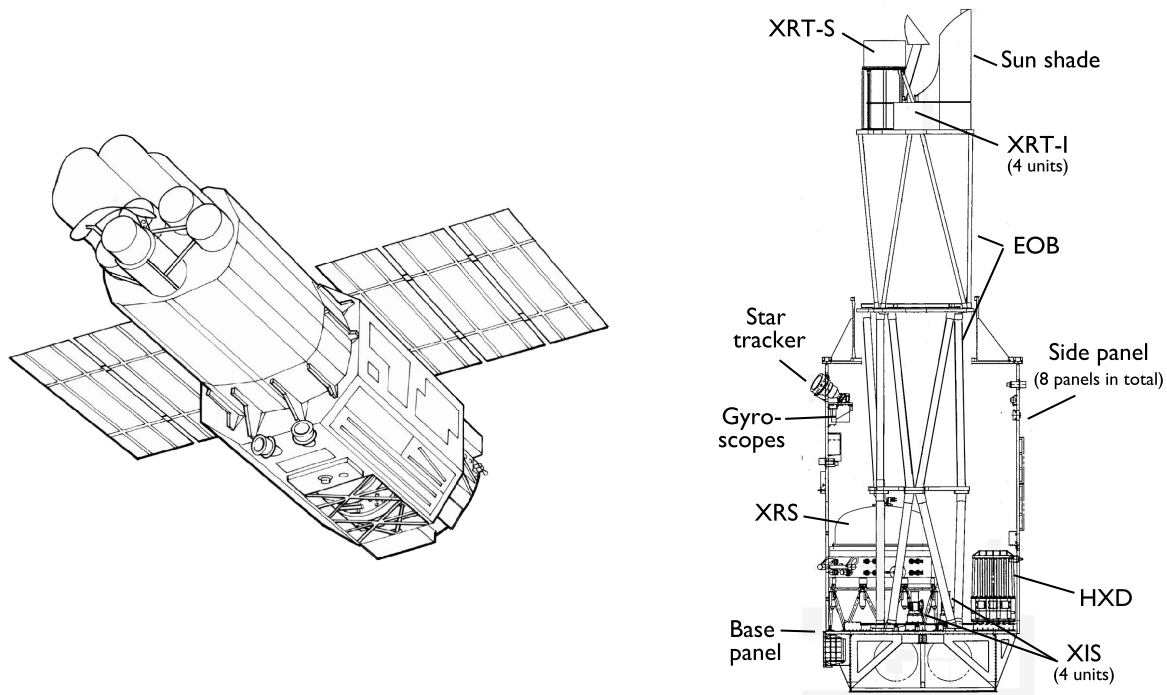


図 3.1: X 線天文衛星すざくの外観 (Mitsuda et al. 2007)。右図はすざくに搭載されている各装置の位置。

すざく衛星には、4 台の X 線 CCD カメラから構成される X 線撮像検出器 (X-ray Imaging Spectrometer, XIS) と、硬 X 線検出装置 (Hard X-ray detector, HXD)、X 線マイクロカロリメーター (X-Ray Spectrometer, XRS) の 3 種類の観測装置が搭載されている。XIS の 4 台の CCD カメラと XRS は、5 つの X 線反射望遠鏡 (X-Ray Telescope, XRT) の焦点面に置かれている (図 3.1)。しかし、衛星が軌道投入されのち、XRS は冷却材であるヘリウムを消失したことにより観測が不可能となっ

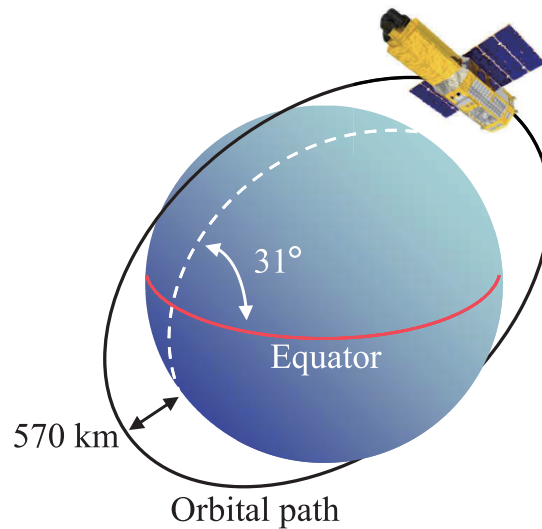


図 3.2: X 線天文衛星すざくの軌道 (The Suzaku Technical Description より)。

た。また、1 台の XIS も、隕石の衝突と思われる事故が原因で 2006 年 11 月 9 日より観測が不可能となっている (Dotani & Suzaku Team 2008)。

すざく衛星は、0.2–12.0 keV に感度を持つ XIS と 10–600 keV に感度を持つ HXD を組み合わせることで、3 桁におよぶ幅の広いエネルギー帯での同時観測が可能である。これはすざく衛星のもつ最大の特徴のひとつである。表 3.1 に、すざく衛星に搭載されている各検出器の基本性能を示す。

3.1.2 X 線望遠鏡 (XRT)

X 線を屈折させることは技術的に困難であるため、可視や赤外の望遠鏡のように光を屈折させて集光することが難しい。そのため、多くの X 線望遠鏡では、鏡面に対する入射角度を小さくして、全反射を利用して光を集める。さらに、鏡の表面に周期的な層構造を作成し、反射率を高める場合もある。

すざく衛星搭載の XRT (Serlemitsos et al. 2007) の光学系は、Wolter I 型とよばれる光学系を円錐 2 段で近似して用いている。Wolter I 型は、回転双曲面と回転放物面で 2 回全反射させて光軸から外れた方向での像収差を小さくした光学系であり、多くの X 線望遠鏡で用いられているが、複雑な面形状のため、軽量化と多層化が困難である。XRT の場合は、円錐近似により、位置分解能と引き換えに大面積化と軽量化を実現している。XRT は 5 台搭載されており、そのうち 4 台は XRT-I、

表 3.1: すざく衛星の基本性能。(Mitsuda et al. 2007 を基に作成)。

衛星	軌道遠地点高度	568 km
	軌道周期	96 min
	軌道傾斜角	31°
	観測効率	~43 %
XRT	焦点距離	4.75 m
	視野	~17' at 1.5 keV ~13' at 8 keV
	有効面積	440 cm ² at 1.5 keV 250 cm ² at 8 keV
	空間分解能	2' (HPD)
XIS	視野	17'.8×17'.8
	エネルギー帯	0.2–12.0 keV
	エネルギー分解能	~130 eV at 6 keV (FWHM)
	有効面積	330 cm ² (FI), 370 cm ² (BI) at 1.5 keV 160 cm ² (FI), 110 cm ² (BI) at 8 keV
	時間分解能	8 s (Normal モード), 7.8 ms (P-sum モード)
	ピクセル数	1024×1024 pixels
HXD	視野	34'×34' (≤100 keV) 4°.5×4°.5 (≥100 keV)
	エネルギー帯	10–70 keV (PIN) 40–600 keV (GSO)
	エネルギー分解能	~3.0 keV (PIN, FWHM) 7.6/√ E_{MeV} % (GSO, FWHM)
	有効面積	~160 cm ² at 20 keV ~260 cm ² at 100 keV
	時間分解能	61 μs

残りの1台は XRT-S と呼ばれる (図 3.3)。XRT-I は 175 枚の反射鏡で構成されており、焦点距離は 4.75 m で、その焦点面には XIS が配置されている。一方、XRT-S は 168 枚の反射鏡で構成され、焦点距離は 4.5 m、その焦点面には XRS が配置されている。口径はどちらも 40 cm である。XRT の反射鏡は、アルミ薄板上にレプリカ法で形成した鏡面を同心円上に複数枚配置しており、散乱の影

響を大幅に抑えつつ軽量で大きな有効面積を実現している。

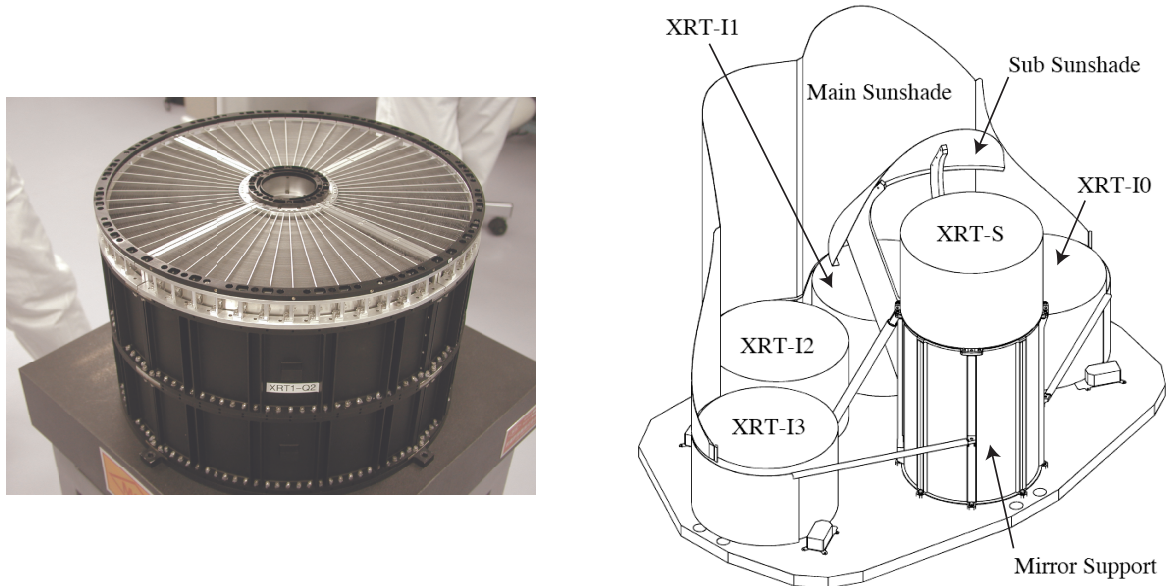


図 3.3: XRT-I1 のフライトモデルの外観 (左) と XRT-I, XRT-S の配置図 (右)(Serlemitsos et al. 2007)。

XRT は、点状天体の全光量の半分が直径約 $2'$ の円内に含まれる程度の空間分解能を有する。XRT-I と XIS を組み合わせることで X 線撮像を行うことができるが、点源イメージは 4 つの XRT コンポーネントに対応して花びら状に広がる。XRT-I 一台あたりの有効面積は 1.5 keV と 7.0 keV でそれぞれ 450 cm^2 と 250 cm^2 であり、4 台合わせると 1000 cm^2 を超える。

3.1.3 X 線 CCD カメラ (XIS)

CCD (Charged Coupled Device) カメラは、半導体検出器を 2 次元アレイ状に並べたものである。エネルギー E の X 線が CCD の画素に入射すると、ある確率で光電吸収を起こす。光電吸収によって生成された光電子は、半導体物質中の荷電子帯にいる電子を次々に励起して約 E/W 個の電子正孔対を作り出す。 W は半導体物質の平均電離エネルギーを表し、ケイ素原子の場合は約 3.65 eV である。生成された電子の集まり (一次電子雲) を検出し、電子数を計数することで、入射 X 線光子のエネルギーを測定することができる。X 線 CCD カメラでは主に Frame Transfer 型を用いて電荷の読み出しを行う。Frame Transfer 型は通常の撮像領域の他に露光後の CCD フレームデータを一時的に保持しておく蓄積領域を有し、蓄積領域には X 線を遮断するシールドが設けられている。撮像領域のデータを蓄積領域に転送し、蓄積領域から読み出し口まで転送が行われている間に、受光面で次の露光を行う。

XIS (図 3.4; Koyama et al. 2007) は、4 台の X 線 CCD カメラ (XIS0, XIS1, XIS2, XIS3) から構成される検出器であり、それぞれが XRT-I の焦点面に配置されている。XIS は 0.2–12.0 keV に感度を持ち、天体の撮像と分光を同時に行うことができる。半導体素子はケイ素が用いられている。XIS 0, 2, 3 は表面照射型 (Front-Illuminated, FI) で、XIS 1 は背面照射型 (Back-Illuminated, BI) の CCD カメラである。FI は電極側から X 線を入射させる型で、エネルギー分解能に優れる反面、受光面に電極や絶縁層などの構造を持つために低エネルギー側で検出効率が悪い。一方、BI は電極の反対側から X 線を入射させる型で、低エネルギー側の検出効率は優れているが、X 線の吸収点が電極から遠くなるためエネルギー分解能が悪くなる。両者の量子効率の比較を図 3.6 に示す。また、XIS は 4 つの Segment (A, B, C, D) によって構成されている。

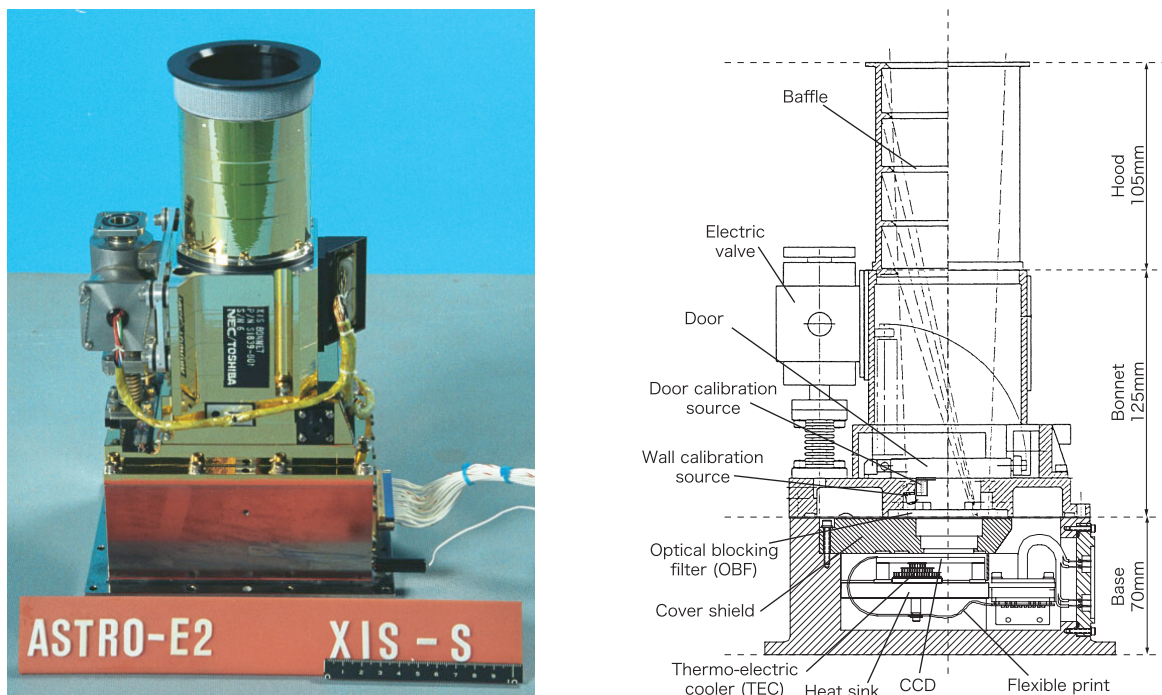


図 3.4: すざく衛星に搭載されている XIS の外観 (左) とその断面図 (右)(Koyama et al. 2007)。

XIS の検出面上の各ピクセルは複数の座標系によって表される。RAW 座標系は CCD 素子の読み出し順に付いている XIS に特有の座標系である。RAWX は 0 から 255 までの整数を、RAWY は 0 から 1023 までの整数をとる。ACT 座標系は CCD 素子上の物理的なピクセル位置を示す XIS に特有の座標系である。ACTX は横転送、ACTY は縦転送方向であり、CCD を見下ろす方向に座標系が定められている。ACTX, ACTY とともに 0 から 1023 までの整数を取る。DET 座標系は衛星の姿勢に対する座標系であり、XIS, XRS を含む全ての検出器で共通の座標系である。DET 座標は検出器から鏡を見上げる向きで規定されており、この座標系で観測イメージを描くと天球上の天体のイメー

ジとなる。DETX, DETY とともに 1 から 1024 までの整数を取る。図 3.5 に XIS の座標系を示す。

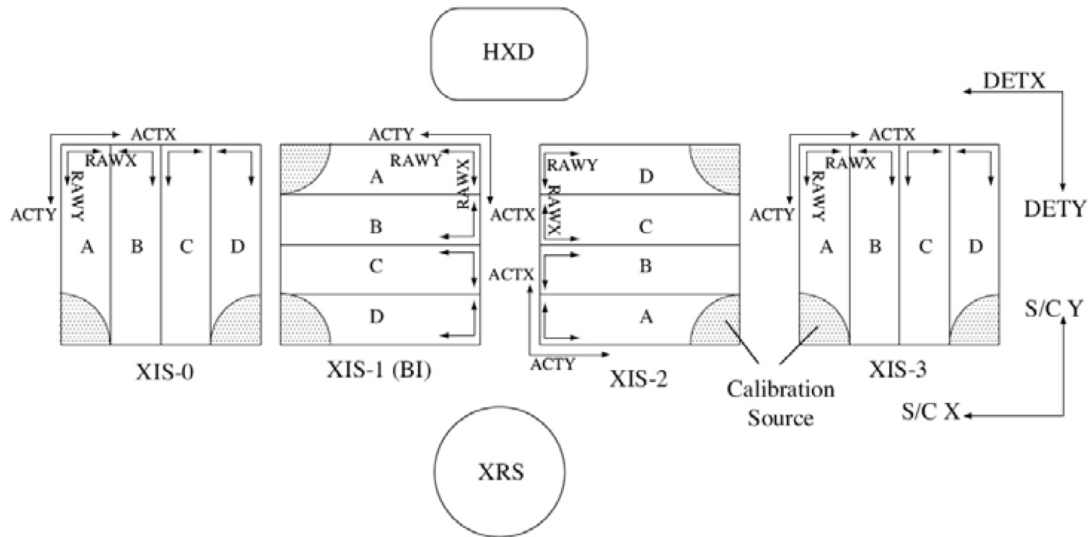


図 3.5: XIS の座標系 (Astro-E2 XS Science FITS 確認書より)。較正線源の位置が灰色で示されている。XIS から望遠鏡を見上げた図になっていることに注意。

XIS は、観測対象の明るさや時間変動、サイエンスの目的などに応じて、観測モードやオプションを使い分けて観測を行っている。XIS の観測モードには Normal モードと Parallel-sum clocking モード (P-sum モード) があり、時間分解能はそれぞれ 8 秒と 7.8 ミリ秒である。Normal モードの場合は時間分解能とパイルアップ耐性を高めるために、Window オプションと Burst オプションを選択することができる。Window オプションは、CCD 全体を読み出すのではなく、CCD の $1/n$ ($n=4$ or 8) のピクセルのみを読み出すオプションである。観測した領域のイベントを失うことなく観測ができるが、観測できる領域が $1/n$ に制限されてしまい、較正線源も観測されない。一方、Burst オプションは、8 s 間の露光に対し、最初の $(8-m)$ s のイベントを捨ててしまうオプションである ($m=0.1, 0.3, 0.5, 0.6, 2.0$)。観測領域のイメージは失われず較正線源も観測されるが、 $(1-m/8)$ の割合のイベントが失われる。どちらのオプションを利用するかは観測の目的によって異なる。また、Window オプションと Burst オプションは同時に使用することが可能である。P-sum モードは、撮像領域において縦方向に複数列のイベントを加算して読み出すことで、縦方向の位置情報は失うかわりに 8 秒/1024=7.8 ミリ秒刻みでの信号の読み出しを行う。P-sum モードでは一次元の空間情報しか得られないが、CCD 検出器が苦手とする短時間での読み出しを可能としている (図 3.7)。

すざく衛星に搭載されている 4 台の XIS のうち、XIS 2 の全体と XIS 0 の一部において、それぞれ 2006 年 11 月 9 日と 2009 年 6 月 23 日に生じた微小隕石の衝突と推測されている事故により、観

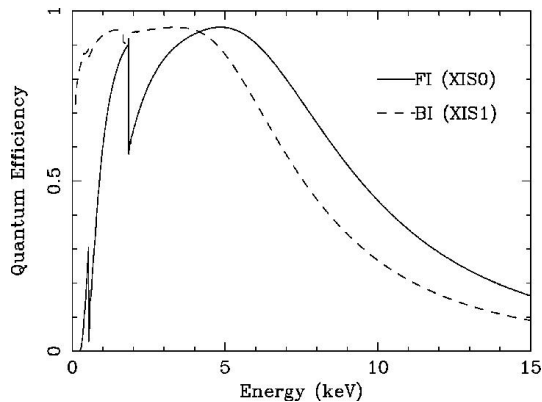


図 3.6: XIS の FI と BI の量子効率の比較図 (Koyama et al. 2007)。横軸はエネルギー、縦軸は量子効率を表す。

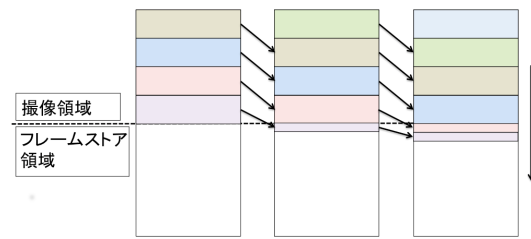


図 3.7: P-sum モードの概略図。撮像領域で縦方向に電荷を足し合わせることで、読み出しにかかる時間を大幅に減らしている。

測が不可能となった^{1,2}。また、2014年5月15日から6月2日の間に XIS 0 の観測不能領域が拡大していることが明らかになった³。

また時間の経過とともに、人工衛星からのアウトガスによる化学汚染物質 (contamination) の付着量の増加や主に宇宙線のダメージで生じた格子欠陥により、電荷転送効率 (Charge Transfer Efficiency, CTE) が低下してきている。そのため、XIS チームはこれらの変化をモニターし、逐次較正を行っている。各 XIS の角には較正用線源として ^{55}Fe が2つずつ取り付けられている (図 3.8)。 ^{55}Fe は約 2.7 年の半減期をもち、Mn I $K\alpha$ (5.9 keV) と Mn I $K\beta$ (6.5 keV) を特性 X 線として放射する。すざく衛星ではこの輝線を用いて軌道上でエネルギーの絶対精度を較正している。また、すざく衛星では CTE の低下によるエネルギー分解能の劣化を抑えるために、2006 年 10 月より Spaced-row Charge Injection (SCI) を行なっている (図 3.9)。これはあらかじめ CCD に周期的に電荷を注入することにより、CTE を下げる電荷トラップを埋め、エネルギー分解能を改善する方法である。これにより、Normal モードでは CTE の低下が大きく抑えられている。一方で、P-sum モードは注入した電荷の影響をデータから差し引くことが出来ないため、SCI 機能を用いることが出来ない。ゆえに、CTE の低下を軽減することができず、Normal モードと比べてエネルギー分解能が急速に劣化するとともに、計測される電子数と入射する光子のエネルギーの対応関係も大きく時間変化する。そのため、P-sum モードは独自のデータ較正を必要とする (付録 A を参照)。

¹<http://www.astro.isas.ac.jp/suzaku/doc/suzakumemo/suzakumemo-2007-08.pdf>

²<http://www.astro.isas.ac.jp/suzaku/doc/suzakumemo/suzakumemo-2010-01.pdf>

³http://www.astro.isas.jaxa.jp/suzaku/analysis/xis/xis0_area_discriminaion2

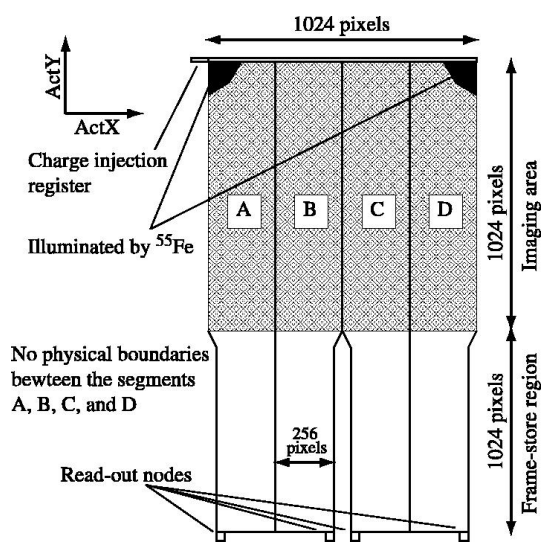


図 3.8: XIS の CCD カメラの概略図 (Koyama et al. 2007)。CCD は A, B, C, D の 4 つのセグメントから構成されており、それぞれに専用の読み出し口がついている。セグメント A と D の角には較正用線源である ^{55}Fe が取り付けられている。

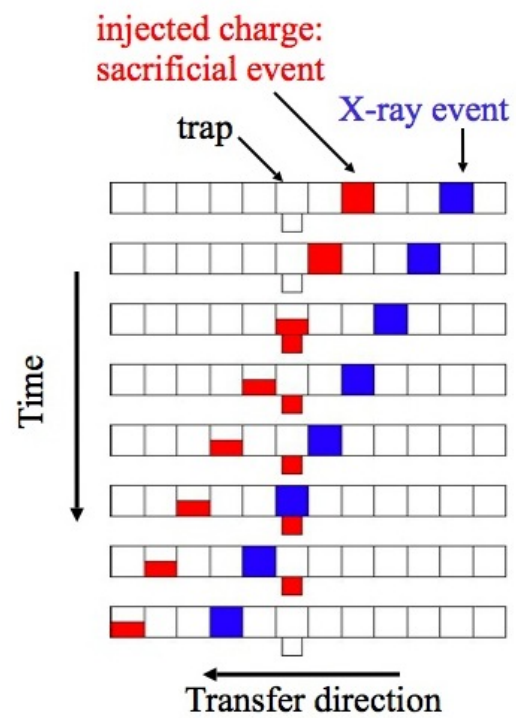


図 3.9: XIS SCI のイメージ (<http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/suzaku/analysis/sci.html>)。宇宙線のダメージによって生じた格子欠陥 (trap) にあらかじめ電荷を注入しておく (赤) ことで、天体からの X 線イベント (青) の情報を失わずに転送することができる。

3.1.4 硬 X 線検出器 (HXD)

X 線望遠鏡の焦点距離を一定にすると、X 線を集光できる面積はエネルギーの 2 乗に比例して小さくなる。そのため、通常の X 線望遠鏡を用いた場合、 ~ 10 keV 以上のエネルギーでは、衛星で実現できる焦点距離の範囲 (>10 m) では十分な集光面積を確保することが困難である。また、多くの天体からの信号はエネルギーが上がるにつれてべき関数的に減衰するため、硬 X 線帯域では信号がバックグラウンドに対して微弱となる。よって、高いエネルギーほどバックグラウンドの低減が重要となる。これらを解決するために、硬 X 線領域の観測ではフォススイッチ型と呼ばれる検出器にコリメーターを組み合わせたものがよく用いられる。フィススイッチ型とは、天体からの信号検出用のシンチレータと、それを取り囲むように配置した蛍光の減衰時間の異なる別の遮蔽用 (シールド用) のシンチレータを一体化させ、ひとつの光電子増倍管で読み出す検出器である。この型では、検出した光子が検出用のシンチレータだけでエネルギーを失ったのか、それともシールド用のシンチレータでもエネルギーを失ったのかを信号波形から判別することができる。そのため、効率的にバックグラウンドを除去することが可能である。

HXD は、 $10\text{--}600$ keV の広帯域をカバーする非撮像型の硬 X 線検出器である (図 3.10; [Takahashi et al. 2007](#); [Kokubun et al. 2007](#))。バックグラウンドを低減するため、HXD では井戸型フォススイッチカウンタを応用している。HXD では、 4×4 のマトリックス上に配置された 16 本の井戸型フォススイッチカウンタ (Well ユニット) により天体の信号を検出する。井戸型検出器の周りにはコリメーターと放射線シールドの役割を果たす 20 本の BGO 結晶カウンタ (Anti ユニット) が配置され、視野を約 $4^\circ.5 \times 4^\circ.5$ に制限しつつ、バックグラウンドの X 線を遮断する。

Well ユニットの主検出部は、厚さ 2 mm のシリコン PIN 型半導体検出器 (HXD/PIN) と厚さ 5 mm の GSO 結晶シンチレータ (HXD/GSO) を上下に組み合わせることで、 $10\text{--}600$ keV という広帯域を実現している (図 3.11)。 $10\text{--}70$ keV 程度の X 線は PIN で検出されるが、 $40\text{--}700$ keV 程度の X 線は PIN を突き抜けてその下の GSO によって検出される。主検出部の周りを囲む BGO の蛍光時定数は 20°C で ~ 353 ナノ秒だが、GSO では ~ 86 ナノ秒であり、HXD では両者の違いを利用して波形弁別を行い、反同時係数をとることで主検出部に入射した信号のみを得ている。

Anti ユニットは、平均で 2.6 cm と厚い BGO 結晶とフォトチューブを組み合わせた検出器である。このユニットを Well ユニットの周囲に並べることで、放射線に対するアクティブシールドの役割を果たす。Anti ユニットの有効面積は一面あたり ~ 1200 cm² であり、BGO 結晶は 1 MeV に対して ~ 600 cm² の面積をもつ。また、この検出器はあらゆる方向から入射する X 線・ガンマ線に感度を持つため、ガンマ線バーストなどトランジェント天体の全天モニター (Wide-band All-sky Monitor, WAM) としても利用されている。

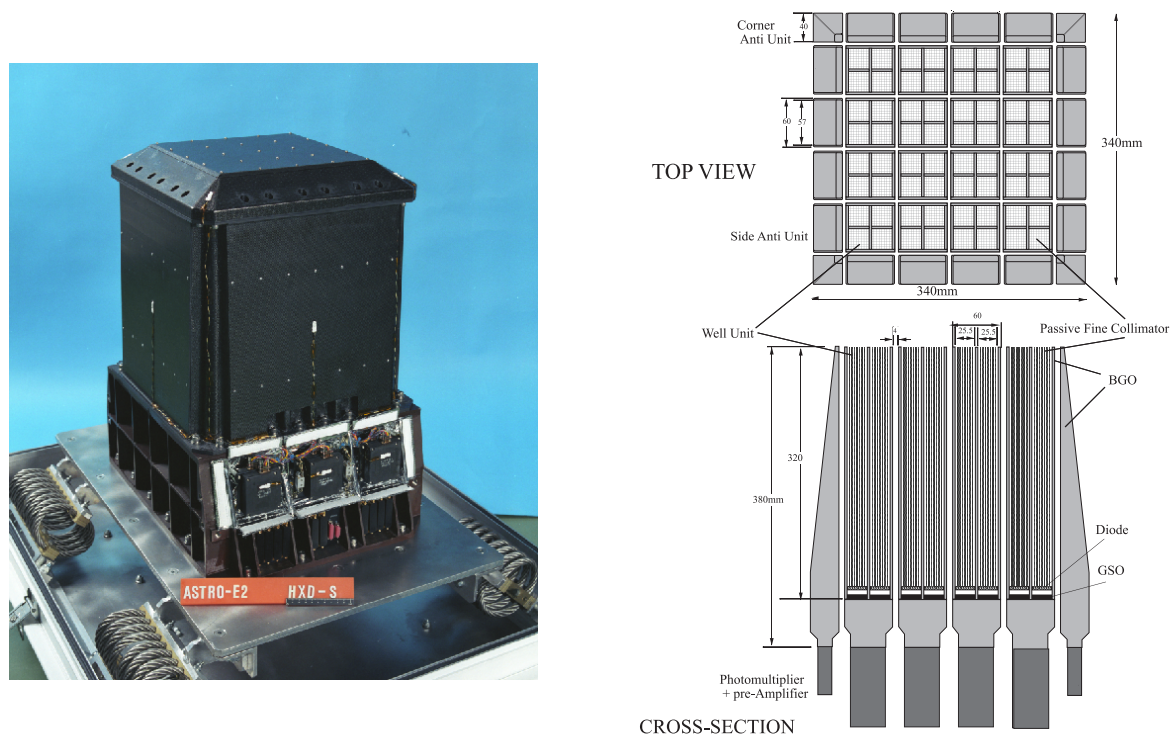


図 3.10: すざく衛星に搭載されている HXD の外観 (左) とその断面図 (右)([Takahashi et al. 2007](#))。

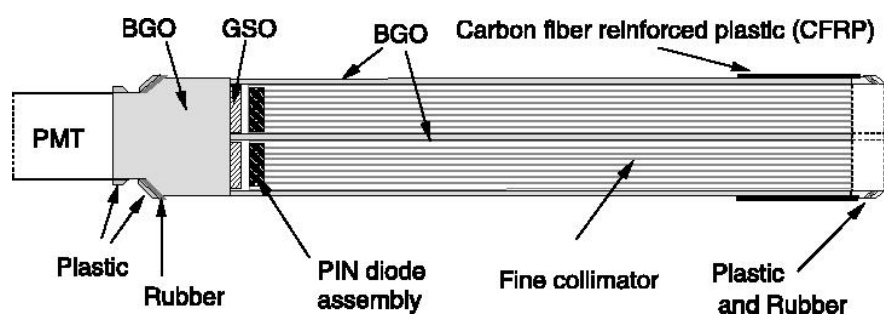


図 3.11: HXD Well ユニットの断面図 ([Takahashi et al. 2007](#))。PIN 型半導体検出器の下に GSO シンチレータが取り付けられている。

3.2 RXTE 衛星

3.2.1 概要

The Rossi X-ray Timing Explorer (RXTE; [Bradt et al. 1993](#)) は、1995 年 12 月 30 日に打ち上げられてから 2012 年 1 月 5 日に運用が終了されるまで、16 年に渡り活躍した NASA の X 線天文衛星である。RXTE には Proportional Counter Array (PCA), High Energy X-ray Timing Experiment (HEXTE), All Sky Monitor (ASM) の 3 台の観測装置が搭載されており、どれも非撮像型の検出器である。PCA と HEXTE は各々 2–60 keV, 15–250 keV に感度を持つ。ASM はその名の通り全天をモニターする装置で、2–10 keV のエネルギー帯で 90 分で全天の 80% をスキャンする。表 3.2 に RXTE 衛星に搭載されていた各検出器の基本性能を示す。

表 3.2: RXTE の基本性能 (http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xte/xhp_geninfo.html を基に作成)

PCA	視野	1° (FWHM)
	エネルギー帯	2–60 keV
	エネルギー分解能	< 18% at 6 keV (FWHM)
	集光面積	6500 cm ²
HEXTE	視野	1° (FWHM)
	エネルギー帯	15–250 keV
	エネルギー分解能	15% at 6 keV (FWHM)
	集光面積	2×800 cm ²
ASM	視野	6°×90°
	エネルギー帯	2–10 keV
	エネルギー分解能	3 channels in 1.5–12 keV
	集光面積	90 cm ²
	角度分解能	3'×15'

3.2.2 ガス比例計数管 (PCA)

PCA は 5 つのガス比例計数管 (Proportional Counter Unit; PCU) で構成されている。それぞれの PCU にはキセノンを用いたガス比例計数管と視野を 1° に制限するコリメータが設置されている。キセノンには高電圧が印加されており、ここに X 線光子が入射すると、キセノンは光電効果を起

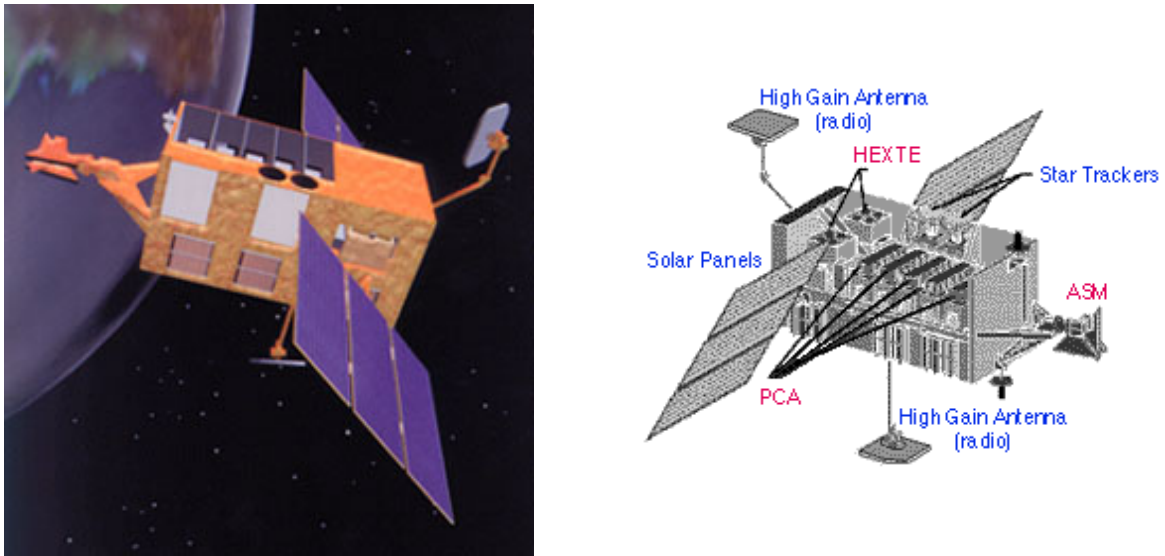


図 3.12: RXTE の外観図。左図はイメージ (<http://heasarc.gsfc.nasa.gov/Images/xte/xte.jpg>)。右図は各検出器の配置図 (https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xte/learning_center/gifs/rxteline_new.gif)。

こし、最内殻電子は光電子として放出される。空いた内殻に外殻電子が遷移すると、そのエネルギー差に対応する特性 X 線もしくはオージェ電子が放出される。放出された電子は、比例計数管に印加された電圧によってエネルギーを得て、他の希ガスと衝突し、再び電子を放出する。これらの過程で生成された電子の総数は入射した X 線のエネルギーに比例するので、生成された電子数を計測することで X 線のエネルギーを測定することができる。PCA の上部にはプロパンが封入された veto 層があり、その下部にキセノン層がある。キセノン層と veto 層の反同時計数をとることでバックグラウンドを減らすことができる。キセノン層は 3 つに分かれており、さらに各層は左右 2 つに分かれている。最上層で 10 keV 以下の光子の 90% が検出される。

PCA で得られたデータは Event Data Selector (EDS) に送られる。EDS には 8 つの Event Analyzer (EA) があり、そのうちの 6 つが PCA データを扱う。PCA を扱う EA のうち 2 つは standard mode でスペクトルデータを作成する。PCA の standard モードは 2 つあり、Standard-2 モードは常に時間分解能 16 秒とエネルギーチャンネル 129 ビンを持つ。本研究では Standard-2 モードのみを用いた。

3.2.3 フォスウィッチシンチレーション検出器 (HEXTE)

HEXTE は PCA よりも高エネルギー側の光子に感度を持つ。HEXTE は、4 つの Na I / Cs I フォスウィッチシンチレーション検出器を持つ独立した 2 つの cluster (cluster A, B) から構成されて

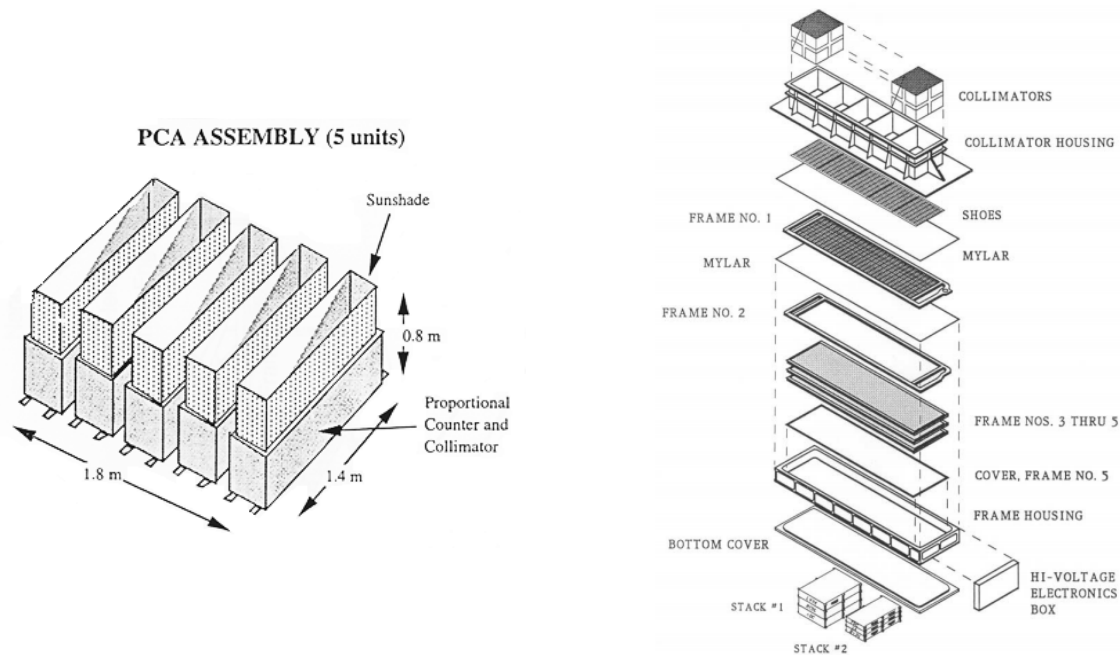


図 3.13: PCA の概略図。左図は PCA の配置図 (https://heasarc.gsfc.nasa.gov/Images/xte/pca_assembly.gif)。右図は PCU の構成図 (Jahoda et al. 2006)。

いる。これらの検出器はそれぞれフォスウィッチ検出器、光電子増倍管、コリメータ、ゲイン調整検出器、エレクトロニクスからなる。X線光子がフォスウィッチ検出器に入射すると、NaI結晶のヨウ素原子と相互作用する。その結果、電子が励起され、これが基底状態に戻る時にそのエネルギー差に対応するシンチレーション光を放出する。シンチレーション光子の数は入射したX線のエネルギーに比例する。この光を光電子増倍管で増幅し検出する。HEXTEは観測天体方向に対して $\pm 1^\circ.5$ か $\pm 3^\circ.0$ でオン-オフ観測を繰り返す。2つのclusterの軸が互いに直交するように配置されているので、X線源の周りの空間4点でバックグラウンドを測ることができる。この時、2つのclusterの少なくともどちらか1つは天体方向を向いてデータをとるように同期されている。

3.2.4 全天モニター (ASM)

ASMはX線源の長期変動観測を目的とする全天モニターである。ASMは3つのScanning Shadow Camera (SSC)と呼ばれる1次元位置検出型比例計数管で構成されている、各々のSSCには $6^\circ \times 90^\circ$ のコリメータがついており、これによって視野を制限している。互いに傾いた細長い視野を持つことで、広範囲のX線源を観測しつつ位置を精度よく決めることができるようになっている。

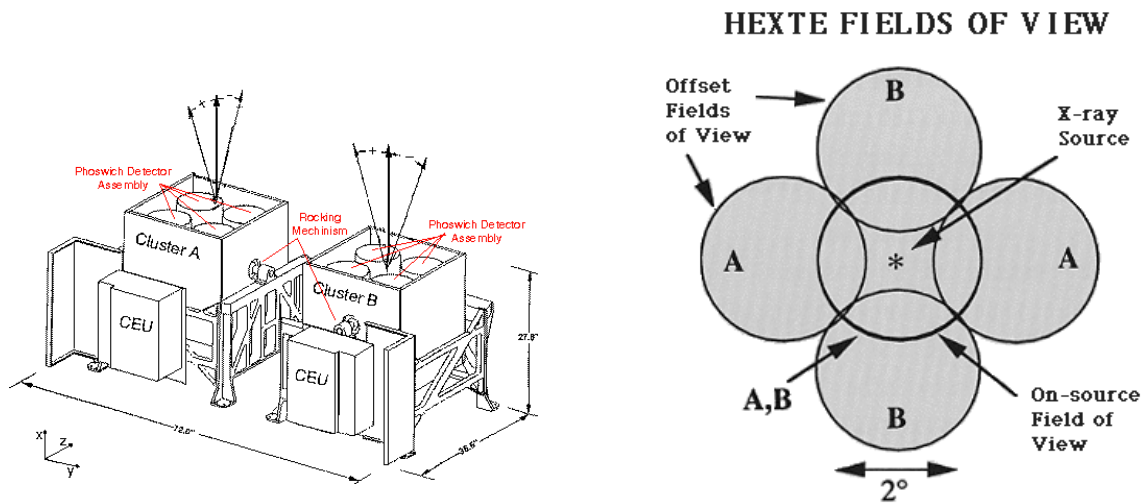


図 3.14: HEXTE の概略図。左図は HEXTE の配置図 (http://cass.ucsd.edu/hexte/hexte/pictures/hexte_clusters_3d_sm1.gif)。右図は HEXTE の視野の概略図 (https://heasarc.gsfc.nasa.gov/Images/xte/hexte_fov.gif)。

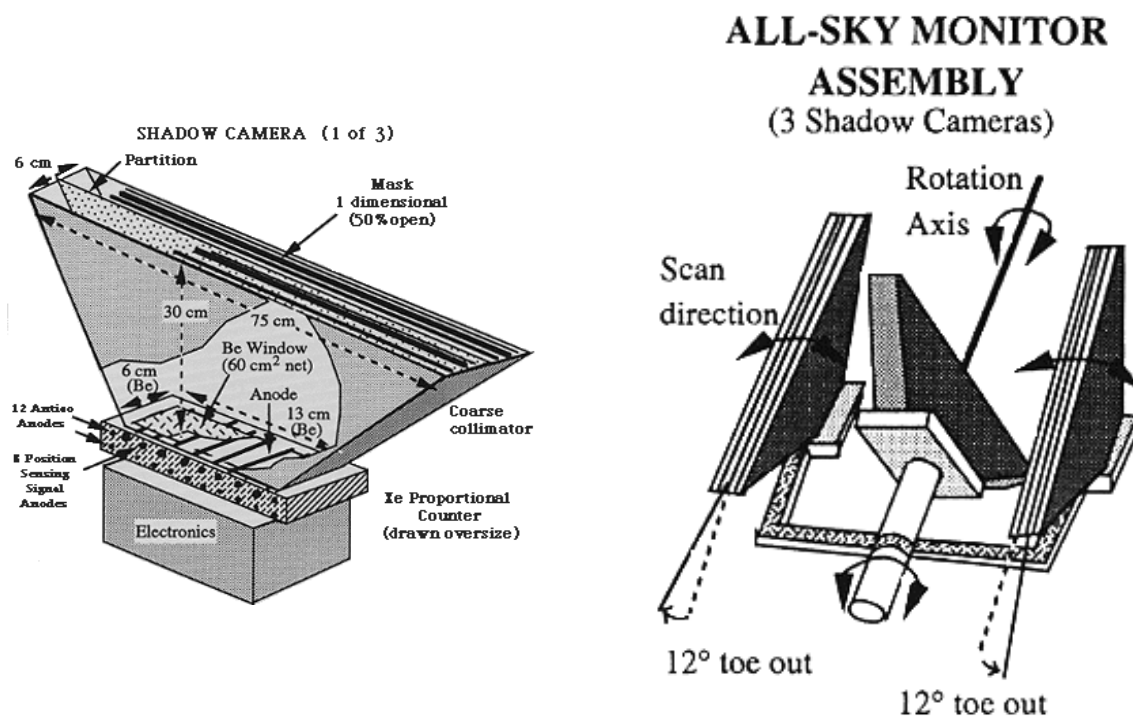


図 3.15: ASM の概略図。左図は SSC の構造図 (https://heasarc.gsfc.nasa.gov/Images/xte/asm_camera.gif)。右図は SSC の配置図 (https://heasarc.gsfc.nasa.gov/Images/xte/asm_ably.gif)

第4章 観測とデータ処理

Contents

4.1 観測	46
4.2 すざくのデータ処理	46
4.2.1 XIS のデータ処理	47
4.2.2 HXD のデータ処理	53
4.3 RXTE のデータ処理	53

本章において、タイプライター体の文字は FTOOLS¹(Blackburn 1995) パッケージに含まれるツール名を示している。

¹<http://heasarc.gsfc.nasa.gov/ftools/>

4.1 観測

解析には、公開されているデータアーカイブから、GRS 1915+105 のすざく観測のデータ (ID=402071010)、および RXTE 観測のデータ (ID=92437-01-01-00) をダウンロードして用いた。すざく観測は 2007 年 5 月 7-9 日に実施され、exposure time は 65.7 ks、duration time は 124.1 ks であった。観測は XIS nominal position で行われ、XIS1 が Normal モード (1/4 window + 1 s burst オプション)、XIS0, 3 が P-sum モードで運用された。これが GRS 1915+105 の唯一の P-sum による観測データである。RXTE 観測は 2007 年 5 月 8 日に行われ、exposure time は 2.8 ks であった。また、公開されている RXTE-ASM による GRS 1915+105 のライトカーブファイル²をプロットしたものを図 4.1 に示す。

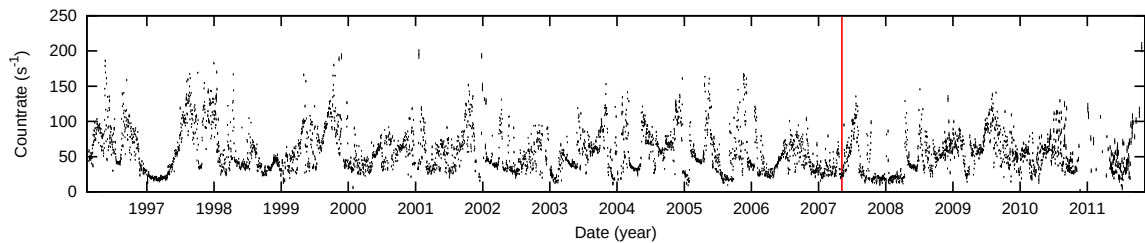


図 4.1: RXTE の ASM で取得した GRS 1915+105 のライトカーブ。すざく観測が行われた日付を赤い線で示している。

4.2 すざくのデータ処理

ここでは、すざく衛星の XIS と HXD のデータ処理について説明する。データ処理には HEADAS version 6.16 を、キャリブレーションデータベース (CALDB) は 20141001 リリースバージョン³を用いた。

²ftp://legacy.gsfc.nasa.gov/xte/data/archive/ASMProducts/definitive_1dwell/lightcurvesxa_grs1915+105_d1.lc

³<http://www.astro.isas.ac.jp/suzaku/caldb/history/xis/index.html#20141001>

4.2.1 XIS のデータ処理

XIS1 (Normal モード) は、すざくチームによって不要なデータが除去された後のデータを用いた。XIS0, 3 (P-sum モード) は、公開されている P-sum データ解析マニュアル⁴に従い、生データから (1) grade が 0, 1, 2 のいずれかであり (図 4.2)、(2) ピクセルのステータスが 0 から 524287 の間であり、(3) 衛星が姿勢変更をしている時間と重なっておらず、(4) ターゲット天体と衛星が向いている方向とのずれが $1'.5$ より小さく、(5) 衛星が南大西洋異常帯 (South Atlantic Anomaly; SAA) を通過中でなく、(6) SAA 通過後 436 秒経過しており、(7) 衛星が観測している方向と昼地球縁のなす角が 20° より大きく、(8) 衛星が観測している方向と夜地球縁のなす角が 5° より大きく、(9) hot column / bad column になっている領域を除いたデータを抽出した。また、HXD と時刻づけを合わせるために、CCD 上で電荷転送に要する時間 31 ミリ秒だけ P-sum の時計を早くした上で、機上処理によるずれ時間 24 ミリ秒だけさらに時計を早くした (付録 A を参照)。

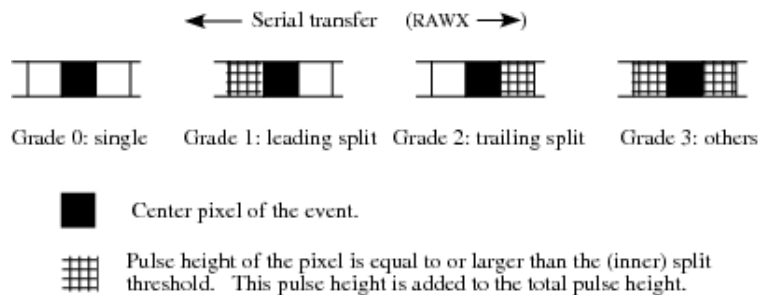


図 4.2: P-sum の GRADE 判定 (The Suzaku Technical Description より)

明るい天体を XIS で観測する際、いくつかの要因によってデータの一部が損なわれることがある。以下、その要因と本解析での対処について説明する。

1. テレメトリ飽和

XIS 検出器は 8 秒ごとにイベントをテレメトリパケットにまとめるが、テレメトリバッファに保存できるイベント数が有限であるため、明るい天体の場合、CCD 上のデータの一部しか出力されないことがある。これをテレメトリ飽和とよぶ。XIS の各 CCD は 4 つのセグメント (ACTX の小さい方から Segment A, B, C, D の順) によって構成されており、読み出しは $B \rightarrow C \rightarrow A \rightarrow D$ の順で行われる。図 4.3 は XIS0 (P-sum) のイメージを横軸 ACTX, 縦軸 RAWY で描いたものである。Segment C の上部でカウントが少なくなっているが、これはテ

⁴http://www.astro.isas.ac.jp/suzaku/analysis/xis/psum_recipe/Psum-recipe-20100724.pdf
近々改訂する予定である。

レメトリ飽和によりデータが失われているためである。Segment A, D は Segment C でレメトリ飽和が発生しなかった時のみイベントが読み出されるため、Segment C, D にくらべ格段にイベント数が少なくなっている。図 4.4 に、XIS0 Segment C で取得したライトカーブの一部を示す。レメトリ飽和が起きている影響で、データの一部が転送されず、カウントレートが 0 に張り付いているところがあることが見てとれる。

レメトリ飽和の影響を取り除くため、カウントが一定時間以上連続して 0 となっている時間帯はレメトリ飽和が起きているとし、データから取り除いた。XIS0 Segment C の場合、1 ビン (=7.8 ミリ秒) の間に発生するカウント数の平均は 0.98 であり、カウントのばらつきが Poisson 分布に従うとすると、1 ビンのカウント数が 0 となる確率は $P_{\lambda=0.98}(0) = 0.375$ となる。この時、21 回続けてカウントが 0 となる確率は 0.375^{21} となり、これが全観測時間 (8406107 ビン) の中で起こる期待値は 0.01 を下回る。すなわち、レメトリ飽和が起きているのに観測時間中に偶然 21 ビン (=0.164 秒) 続けてカウントが 0 となる現象が一度でも起きる可能性は 1% 以下であり、逆にいえば、21 ビン以上連続してカウントが 0 に張り付いていればレメトリ飽和が起きていると判断できると考えられる。このようにして、解析に用いた P-sum の全 4 セグメント (XIS0 Segment B, C, XIS3 Segment B, C) のそれぞれで、観測時間中に連続してカウントが 0 に張り付く確率が 1% 以下になるようなビンを計算し、その値に基づいてレメトリ飽和が起きていると思われる時間帯を特定した。最終的には、全 4 セグメントのいずれでもレメトリ飽和が起っていない時間帯のみを取り出して解析に用いた。これにより観測データは不連続となるが、データ欠損時間は明確に定義されるので、データ解析上は単純に積分時間が減ったものとみなせる。また、XIS 1 ではレメトリ飽和は起こっていなかった。

2. パイルアップ

XIS 検出器で明るい天体を観測する時に、1 フレームの露光時間中に CCD の 1 ピクセルに複数の X 線光子が入射することがある。CCD が測定するエネルギーは露光時間内に生成された電子の数に比例するため、CCD は複数の低エネルギー X 線を 1 つの高エネルギー X 線として認識してしまう。これをパイルアップとよぶ。パイルアップを起こしているピクセルを含んでスペクトル解析を行うとスペクトルの形状が変わってしまうため、パイルアップを起こしているピクセルを除いて解析を行う必要がある。天体の像の中心ほど多くの X 線が入射してパイルアップが起こりやすくなるので、パイルアップが疑われるデータでは、天体の像の中心付近の領域をくり抜いて解析を行うことになる。

パイルアップの影響が強い領域を決定するため、くりぬく領域を変えてスペクトルがどのように変化するかを調べた。図 4.5 に XIS1 のイメージを示す。ソース領域は、天体中心を基準に

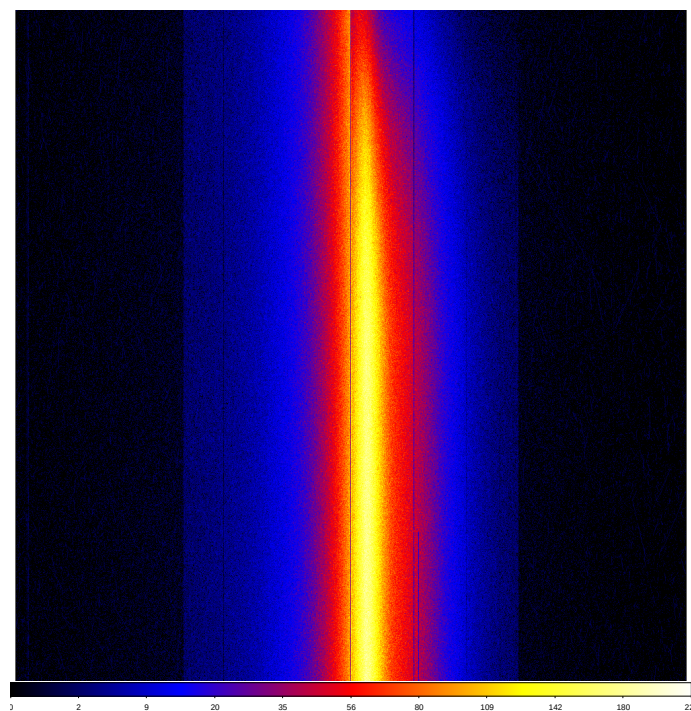


図 4.3: XIS0 (P-sum) のイメージ。横軸 ACTX, 縦軸 RAWY で描いている。

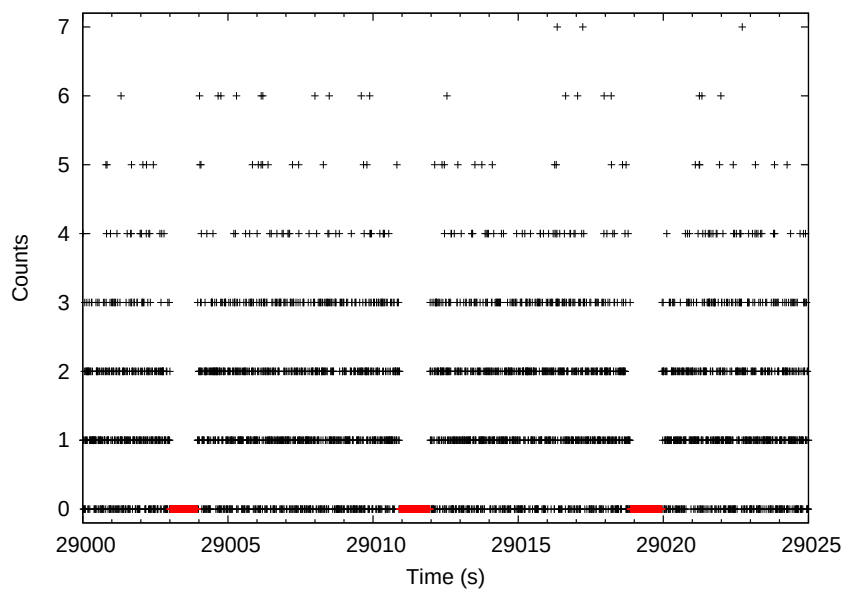


図 4.4: XIS0 Segment C のライトカーブ。1 ビン 7.8 ミリ秒で描いている。テレメトリ飽和が起こっていると判定した箇所を赤で示している。

350 pix $\times$ 250 pix の長方形から中心部分を円形にくりぬいた領域とした。また、バックグラウンド領域は天体中心を基準に 900 pix $\times$ 250 pix の長方形から 600 pix $\times$ 250 pix の長方形をくりぬいた領域とした。ソース領域でくりぬく半径を変えたときのスペクトルの変化を図 4.6 に示す。XIS の場合、パイルアップが起こると特に 7 keV 以上でスペクトルが大きく変化する (Yamada et al. 2012)。今回は、中心から半径 80 pix をくりぬくと 7 keV 以上でのスペクトル変化が顕著でなくなるため、パイルアップの影響はほぼなくなると判定した。

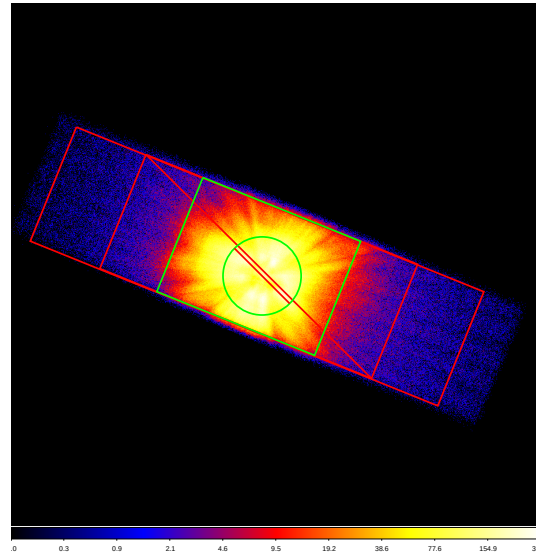


図 4.5: XIS1 のイメージ。緑は中心から 80 pix をくりぬいた時のソース領域、赤はバックグラウンド領域を示す。赤の斜線は差し引いている領域を示す。

XIS0, 3 (P-sum モード) の場合は、2 次元のイメージを得ることが出来ないため、ソース領域を 1 次元的に決定する。図 4.7 に代表して XIS3 のイメージを示す。ソース領域は、Segment 全体 (幅 256 pix) からピークの位置を基準にくりぬいた範囲とした。同じ Segment 内でバックグラウンドを取ることが出来ず、また予想されるバックグラウンドの値が十分小さく無視できることから、バックグラウンドはとらなかった。ソース領域のくりぬく幅を変えたときのスペクトルの変化を図 4.8 に示す。結果として、XIS0, 3 とともに、Segment B は全領域を用いてもパイルアップの影響がさほど大きくないため全領域を用い、Segment C は 80 pix 分くりぬいた領域を用いることにした。

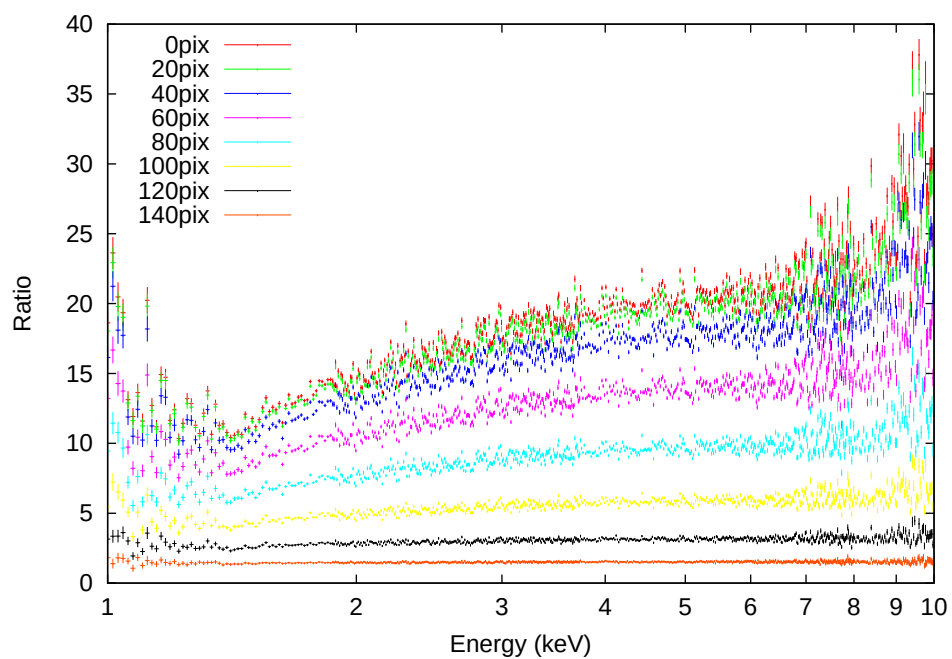


図 4.6: XIS1 のパイラアップ調査。くりぬく領域を変えた時のスペクトルと、中心から 150 pix くりぬいたスペクトルとの比をプロットした。凡例の値はくりぬいた領域の半径を表している。

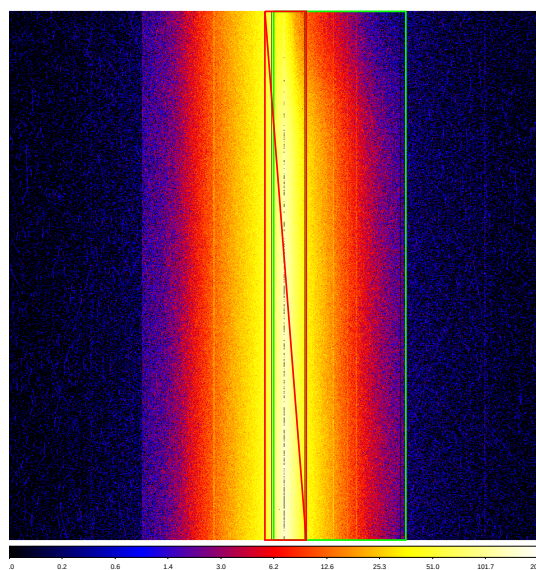


図 4.7: XIS3 (P-sum) のイメージ。緑は Segment C の領域、赤はピークから 80 pix の領域を示す。緑の領域から赤の斜線が入っている領域をくりぬいたものを Segment C のソース領域としている。

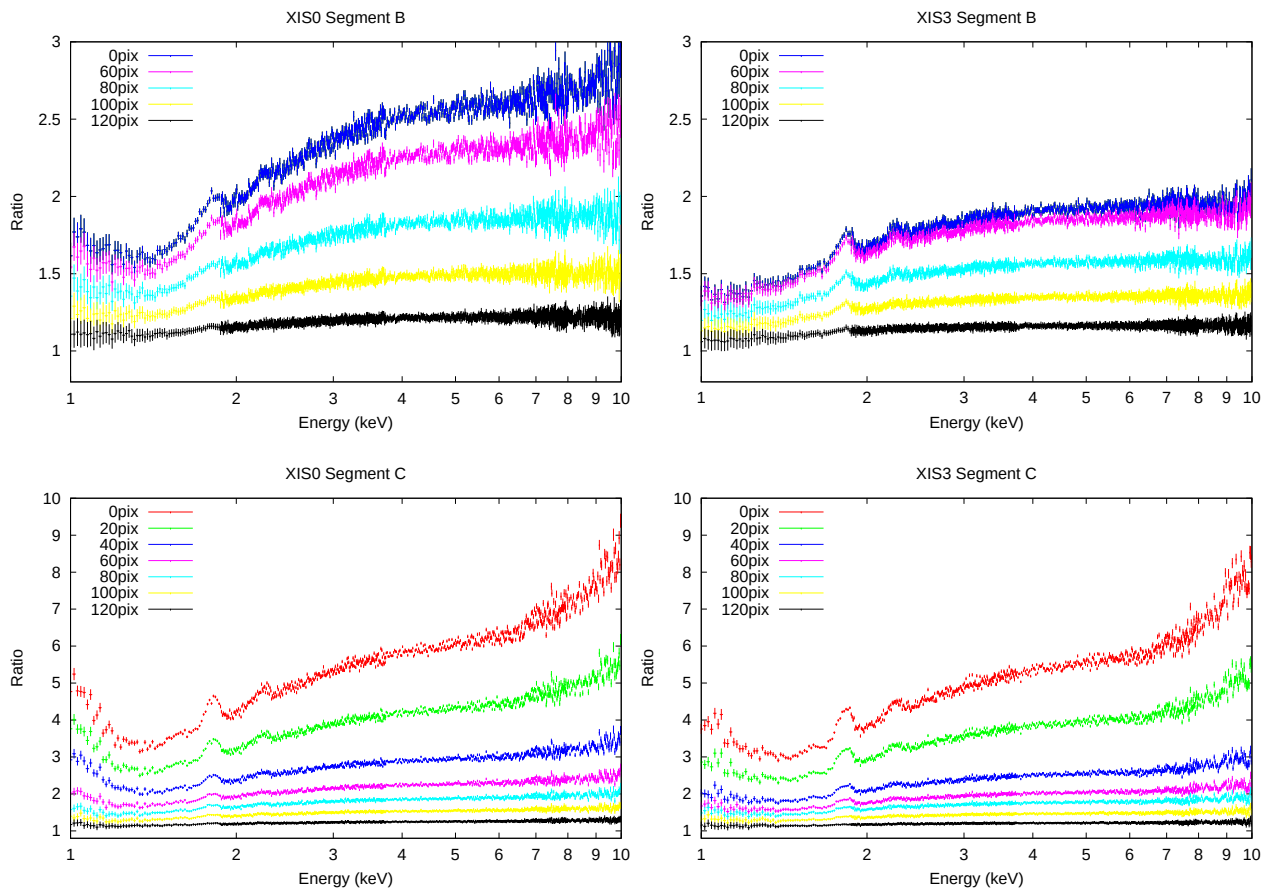


図 4.8: XIS0, 3 のパイルアップ調査。くりぬく範囲を変えた時のスペクトルと、140 pix をくりぬいたスペクトルとの比をプロットした。凡例の値はくりぬいた範囲の幅を表している。

4.2.2 HXD のデータ処理

HXD は公開されている解析マニュアル⁵に従い、生データから (1) 衛星が姿勢変更をしている時間と重なっておらず、(2) ターゲット天体と衛星が向いている方向とのずれが $1'.5$ より小さく、(3) 衛星が SAA を通過中でなく、(4) SAA 通過後 500 秒経過している、もしくは SAA 通過の 180 秒以上前であり、(5) cut-off rigidity (COR) が 6 GV/c より大きく、(6) 衛星が観測している方向と地球縁のなす角が 5° より大きく、(7) テレメトリが飽和していないデータを抽出した。その上で、`mgtime` を用いて観測データとバックグラウンドデータの時間帯と一致させたファイル (Good Time Interval ファイル, GTI ファイル) を作成してデータに適用し、`hxddtcor` を用いて不感時間の補正を行った。

HXD は非撮像型の装置であるが、視野中に他の高エネルギー天体が存在しないため、検出されたすべてのイベントを目的天体からの信号として扱った。HXD のバックグラウンドは、検出器由来の non X-ray background (NXB) と宇宙 X 線背景放射 (cosmic X-ray background, CXB) が考えられる。PIN と GSO の NXB は検出器チームが配布しているバックグラウンドファイルを使用した (Fukazawa et al. 2009)。PIN の CXB は HEAO-1 衛星によって得られたスペクトル (Boldt 1987) をもとに、PIN の応答関数を畳み込んで作成した⁶。GSO の CXB は NXB に比べ無視できるほど小さいので考慮しなかった。また、PIN の NXB は統計負けしないように 10 倍のフラックスでイベントファイルを作成しているため、exposure time を 10 倍にした。

HXD の応答関数は、検出器チームが配布しているもの⁷を使用した。また、GSO では、Crab nebula のスペクトルを単一の broken powerlaw で表すための補正ファイル⁸もあわせて用いた。

4.3 RXTE のデータ処理

ここでは、RXTE 衛星の PCA と HEXTE のデータ処理について説明する。データ処理には HEADAS version 6.16 を用いた。

PCA は公開されている解析マニュアル⁹に従い、PCU2 の最上層で得られた standard-2 モードのデータのうち、(1) PCU2 が作動しており、(2) 姿勢のぶれが $0^\circ.02$ 未満であり、(3) 衛星が向いている方向と地球縁のなす角が 10° より大きく、(4) 衛星が SAA を通過中でなく、(5) SAA 通過後 30 分以

⁵ftp://legacy.gsfc.nasa.gov/suzaku/doc/general/suzaku_abc_guide.pdf

⁶http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/suzaku/analysis/pin_cxb.html

⁷ftp://legacy.gsfc.nasa.gov/caldb/data/suzaku/hxd/cpf/ae_hxd_pinxinome11_20110601.rsp,
ftp://legacy.gsfc.nasa.gov/caldb/data/suzaku/hxd/cpf/ae_hxd_gsoxinom_20100524.rsp

⁸http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/suzaku/analysis/gso_newarf.html

⁹https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xte/recipes/pca_spectra.html

上経過しており、(6) PCU2 でチャンバー内の陽極と陰極の間にアークができる現象 (breakdown) の 150 秒前、もしくは 600 秒後であり、(7) PCU2 の電子ノイズレベルが小さい (**ELECTRON2** < 0.1) データを用いた。バックグラウンドのモデルファイルは検出器チームが配布しているもの¹⁰を用い、応答関数は **pcarsp** を用いて作成した。時間解析に用いるファイルは 1 ビン 16 秒とした。

HEXTE は公開されている解析マニュアル¹¹に従い、cluster B で取られたデータのうち、(1) 姿勢のぶれが $0^{\circ}.02$ 未満であり、(2) 衛星が向いている方向と地球縁のなす角が 10° より大きく、(3) 衛星が SAA を通過中でなく、(4) SAA 通過後 10 分以上経過しているデータを用いた。**hxtback** を用いてソースファイルとバックグラウンドファイルを分離した上で、壊れている detector 2 を除いて detector 0,1,3 のデータを解析した。また、**hxtdead** を用いて不感時間の補正を行った。応答関数は検出器チームが配布しているもの¹²を使用した。

¹⁰http://heasarc.gsfc.nasa.gov/FTP/xte/calib_data/pca_bkgd/Sky_VLE/pca_bkgd_cmbrigtvle_eMv20051128.mdl

¹¹<https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xte/recipes/hexte.html>

¹²ftp://legacy.gsfc.nasa.gov/xte/calib_data/hexte_files/DEFAULT/hexte_00may26_pwb013.arf,
ftp://legacy.gsfc.nasa.gov/xte/calib_data/hexte_files/DEFAULT/hexte_97mar20c_pwb013.rmf

第5章 解析と結果

Contents

5.1	Color-color diagram	56
5.2	周期解析	56
5.3	時間平均スペクトル	58
5.3.1	用いるエネルギーバンド	58
5.3.2	P-sum モードのスペクトル	60
5.4	Difference variation function 法	61
5.4.1	準周期的振動現象	62
5.4.2	変動成分の分離	68
5.5	スペクトルの概形	72
5.6	Shot 解析	76

タイプライター体の文字は FTOOLS パッケージに含まれるツール名、もしくは XSPEC¹(Arnaud 1996) で使用されているスペクトルモデルの名称を示している。スペクトルモデルの詳細は付録 B を参照。

¹<http://heasarc.gsfc.nasa.gov/xanadu/xspec/>

5.1 Color-color diagram

GRS 1915+105 の観測時の class と state (図 2.8, 2.9) を調べるために、Belloni et al. (2000) に基づいて color-color diagram を描いた。図 5.1 (a) に、PCA を用いて描いた color-color diagram とライトカーブを示す。Color-color diagram は、エネルギーを A:2–5 keV, B:5–13 keV, C:13–60 keV に分割し、それぞれのカウンtrateから 2 つの hardness ratio: $HR1 = B/A$, $HR2 = C/A$ を計算し、 $HR1$ を縦軸、 $HR2$ を横軸にとって作成した。ライトカーブは 2–60 keV の総カウント数を示している。秒スケールでの変動がほぼないことから、観測時の class が class ϕ もしくは class χ に属していることが分かる。どちらの class に対応するかを調べるために、Belloni et al. (2000) で class ϕ と分類されている RXTE 観測 (ID=10408-01-19-00; 1996 年 5 月 29 日観測) から描いた color-color diagram (図 5.1 b) と、class χ と分類されている RXTE 観測 (ID=20402-01-05-00; 1996 年 12 月 4 日観測) から描いた color-color diagram (図 5.1 c) を計算した。Belloni et al. (2000) に示されている値と今回計算した値が異なっているのは、解析に用いたモードや時間ビン、解析手順の違いによるものであり、color-color diagram の形そのものには影響を及ぼさない。class ϕ と class χ は $HR2$ の値の大小によって区別されており、color-color diagram の比較により、本観測時の GRS 1915+105 は class χ (常に state C にいる class) であることが分かった。

5.2 周期解析

すざく衛星のデータは、衛星が地球の陰に隠されてしまう地没が頻繁に起こるため、そのつどライトカーブが途切れて飛びのあるデータとなる。そのため、等間隔に並んだ 2^n 個のデータを扱う Fast Fourier Transform による解析はすざく衛星には適さない。そこで、飛びのあるデータの解析に有用な the generalised Lomb-Scargle (GLS) 法 (Zechmeister & Kürster 2009) を用いて periodogram を計算した。XIS0 のライトカーブを用いて計算した GLS periodogram を図 5.2 に示す。1.9 Hz 付近に幅の広いピークがあり、低周波 QPO を有していることが分かる。中心周波数を半値全幅 (full-width half-maximum; FWHM) で割った値 Q は 13.11 ± 0.02 である。ブラックホール連星の低周波 QPO は中心周波数や Q 値、強度によって 3 つのタイプに分類されるが (Casella et al. 2005)、今回観測された QPO は Type C に属する。State C の GRS 1915+105 に 1–10 Hz の QPO が観測されることはよく知られている (Belloni et al. 2000 and references therein)。

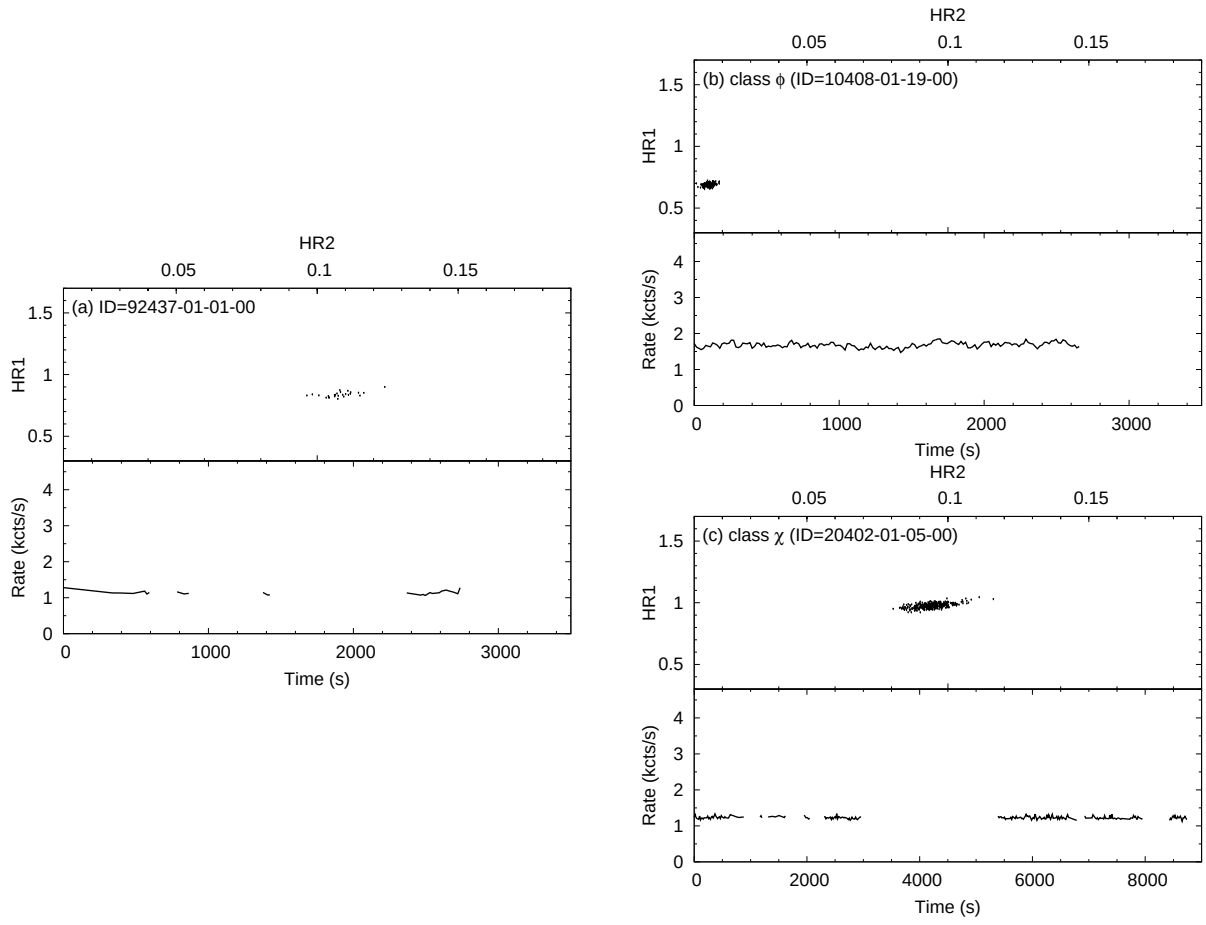


図 5.1: GRS 1915+105 の color-color diagram. (a) 本観測、(b) class ϕ , (c) class χ .

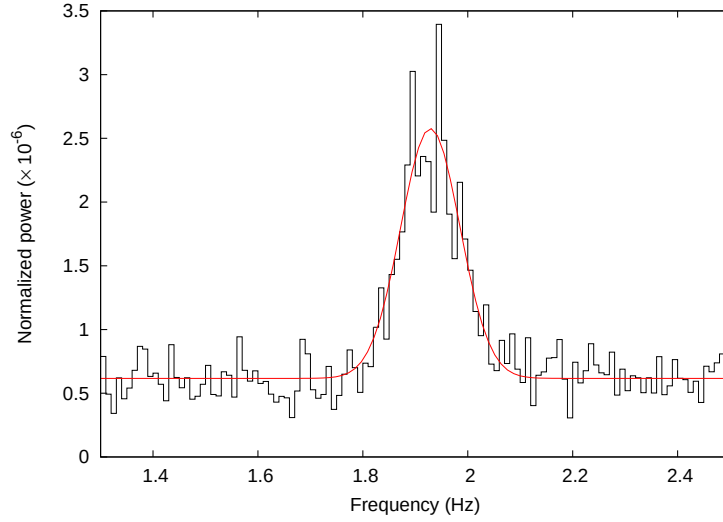


図 5.2: GRS 1915+105 の QPO。赤線はガウシアンフィットの結果を示す。

表 5.1: GRS 1915+105 の QPO

中心周波数	FWHM	Q 値 (= 中心周波数/FWHM)	分類
1.928 ± 0.003 Hz	0.147 ± 0.007 Hz	13.11 ± 0.02	Type C

表 5.2: ブラックホール連星の 低周波 QPO の分類 (Casella et al. 2005)

	Type A	Type B	Type C
中心周波数 (Hz)	~ 8	$\sim 5-6$	$\sim 0.1-15$
Q 値 (ν/FWHM)	$\lesssim 3$	$\gtrsim 6$	$\sim 7-12$
強度 (% rms)	$\lesssim 3$	$\sim 2-4$	$3-16$

5.3 時間平均スペクトル

5.3.1 用いるエネルギーバンド

図 5.3 に XIS と HXD のスペクトルを示す。XIS の 2 keV 以下のスペクトルは強い吸収を受けているため、スペクトル解析には用いなかった。XIS1 (BI) は高エネルギー側で有効面積が低く、通常 8 keV 以上はスペクトル解析に用いることができないが、今回はカウント数が十分高いため、XIS0, 3 (FI) と同じく 10 keV まで用いることができた。

PIN の低エネルギー側は 10 keV まで感度を持っているが、PIN を構成している 16 個のユニットそれぞれのカウンターのばらつきを調べてみると、低エネルギーになるとばらつきが非常に大きくなる。これは、低エネルギー側では電氣的ノイズの影響が大きくなるためである。今回は、ノイズの影響が無視できる 16 keV 以上のスペクトルを用いることにした。また、高エネルギー側はキャリブレーションが信頼できる 70 keV までを用いることにした (see, e.g. Makishima et al. 2008)。

GSO のバックグラウンドは 2-3% 程度の系統誤差を有しており、高エネルギーになるほどバックグラウンドの相対的な強度が強くなるため系統誤差が無視できなくなる (Takahashi et al. 2007²)。今回は、天体からのカウントがバックグラウンドの 5% を超える範囲 (125 keV 以上) は用いないことにした。また、レスポンスの不定性が大きい 70 keV 以下の低エネルギー側も用いないことにした (see, e.g. Makishima et al. 2008)。

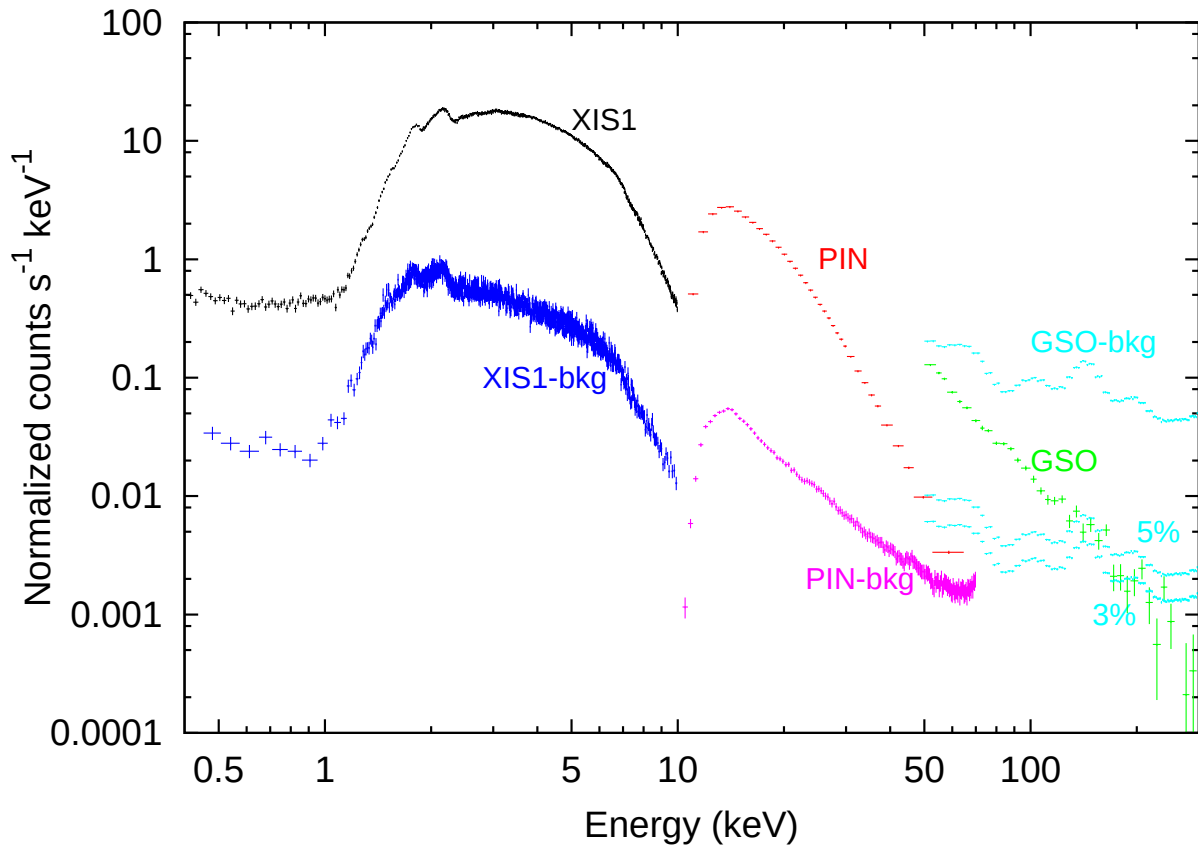


図 5.3: XIS, HXD-PIN, HXD-GSO の時間平均スペクトル。スペクトルはバックグラウンドを差し引いている。バックグラウンドもあわせて示し、GSO はさらにバックグラウンドの 3% と 5% のレベルも示している。

²<http://www.astro.isas.jaxa.jp/suzaku/doc/suzakumemo/suzakumemo-2006-43.pdf>

5.3.2 P-sum モードのスペクトル

Normal モードと P-sum モードのスペクトルを比較するために、Normal モードの形を説明する単純な現象論的モデルを作成した。スペクトルフィットには解析ソフトウェア XSPEC (ver 12.8.1; [Arnaud 1996](#)) を用いた。スペクトルの概形はベキ型関数 `pegpwlw` で説明し、星間吸収の影響を差し引くために `tbabs` ([Wilms et al. 2000](#)) を、鉄の構造を説明するために幅の広いガウス関数 `gauss` を入れた。光電離吸収の断面積は [Balucinska-Church & McCammon \(1992\)](#), [Yan et al. \(1998\)](#) に基づいて計算した。Normal モード (XIS1) で得られたスペクトルとモデルフィットを図 5.4 (左) に示す。モデルは $\text{tbabs} \times (\text{pegpwlw} + \text{gauss})$ と表される。この時、星間吸収の柱密度は $N_H = (6.62 \pm 0.04) \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ であった³。この値は、Leiden-Argentine-Bonn 21 cm サーベイ ([Kalberla et al. 2005](#)) で得られた GRS 1915+105 方向の銀河系内の星間吸収の柱密度 $1.39 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ より大きいが、これは銀河系内の星間吸収だけでなく天体近傍の星間吸収も効いているからであると解釈した。図 5.4 (右) に、P-sum モードで取得したスペクトルを示す。モデルは Normal モードでのベストフィットである。同じ天体を同じ時間に観測している以上、Normal モードのベストフィットモデルで P-sum モードのスペクトルもフィッティングできるはずであるが、実際には Normal モードのスペクトルと P-sum モードのスペクトルで形状が大きく異なってしまう。

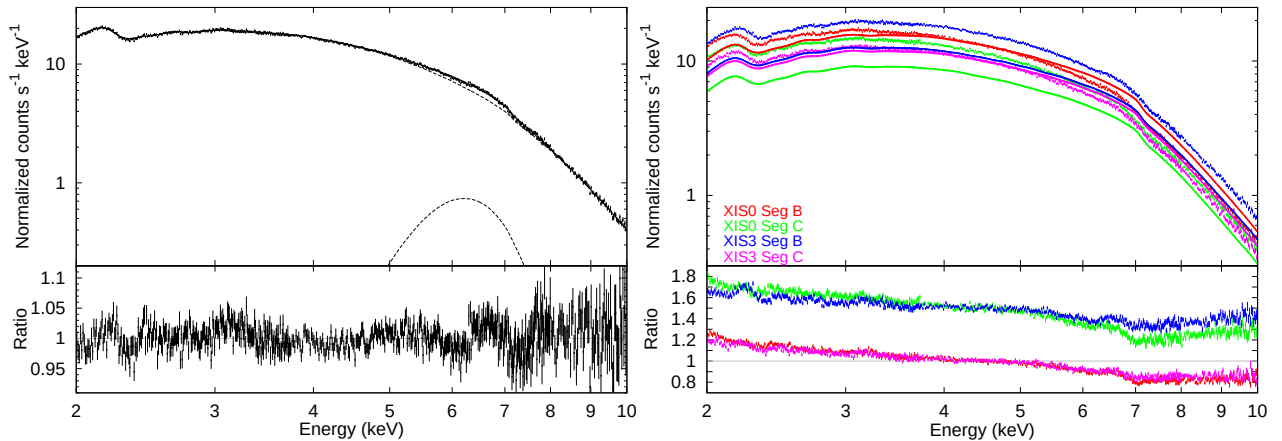


図 5.4: (左) Normal モードのスペクトルとベストフィット。(右) P-sum モードのスペクトル。モデル線は Normal モードのベストフィットを表す。どちらの図も、下段はデータ点とモデルとの比を示している。

スペクトルフィットは、カウントに応答関数を畳み込んで行う。XIS 検出器のあるピクセルにエネルギー E を持つ X 線光子が入射すると、 E の値に対応した電荷がピクセルに蓄積されるが、入射光子のエネルギーと蓄積される電荷の総量 (PHA; pulse-height amplitude) の対応は厳密に線形で

³誤差は 90% の不確定性を表す

はなく、エネルギーや観測時期によって変動する。この変動を修正したものが PI (PHA invariant) である。スペクトル解析では、スペクトルモデル $S_{\text{model}}(E)$ に E と PI の対応関係を表す無次元の行列 RMF (redistribution matrix file) と検出器の有効面積を表す面積の次元を持つベクトル ARF (ancillary response file) を畳み込んでカウントに焼き直した

$$C_{\text{model}}(PI) = T \int \text{RMF}(PI, E) \cdot \text{ARF}(E) \cdot S_{\text{model}}(E) \cdot dE \quad (5.1)$$

と、実際の検出器のカウント $C_{\text{data}}(PI)$ とを比較している。 T は観測時間を表し、この間で $S_{\text{model}}(E)$ は一定であると考えている。RMF, ARF とともに場所依存性があり、検出器座標を X-Y, 天球座標を X_S - Y_S で表すとすると

$$\text{RMF}(PI, E) = \iiint R_{\text{RMF}}(X, Y, PI, E, t) \cdot dX \cdot dY \cdot dt \quad (5.2)$$

$$\text{ARF}(E) = \iiint \iiint R_{\text{ARF}}(X, Y, X_S, Y_S, E, t) \cdot dX_S \cdot dY_S \cdot dX \cdot dY \cdot dt \quad (5.3)$$

と表される (Arnaud et al. 2011)。

すごくでは `xissimarfgen` でモンテカルロ計算を行うことにより ARF を作成する。Normal モードの解析を行う場合、普通はソース領域として円もしくは円環をとるのだが、P-sum モードの場合、どうしても長方形の領域をとらざるをえない。すなわち、P-sum モードのモデルフィットでは、点拡がり関数 (point spread function; PSF) の片側の裾野だけを見て非軸対称な PSF 全体の形状を推測しなくてはならない状況になり、ARF に PSF の場所依存性が正しく反映されていない場合、 $S_{\text{model}}(E)$ が正しく $C_{\text{model}}(PI)$ に変換されない。そこで、PSF の裾野では `xissimarfgen` の再現性が低いために P-sum モードではモデルフィットにずれが生じているのではないかと、という仮説を立てた。この仮説を検証するために、XIS1 で PSF の片側だけを長方形にくりぬいてスペクトルを作成してモデルフィットを行ったところ、図 4.5 で決定したソース領域から抽出したスペクトルから大きくずれることが分かった (図 5.5)。よって、Normal モードと P-sum モードでスペクトルの形状が異なるのは、PSF の裾野では `xissimarfgen` の再現性が低いためであると考えられる。そのため、P-sum モードのスペクトルをそのまま XSPEC でモデルフィットすることはできない。

5.4 Difference variation function 法

GRS 1915+105 のスペクトルがどのような時間変動をしているかを調べるため、Difference variation function 法 (DVF 法) を用いた解析を行った。DVF 法は、セイファート銀河 MCG-6-30-15 のスペクトル変化を抽出するために Inoue et al. (2011) によって開発された解析手法である。まず、

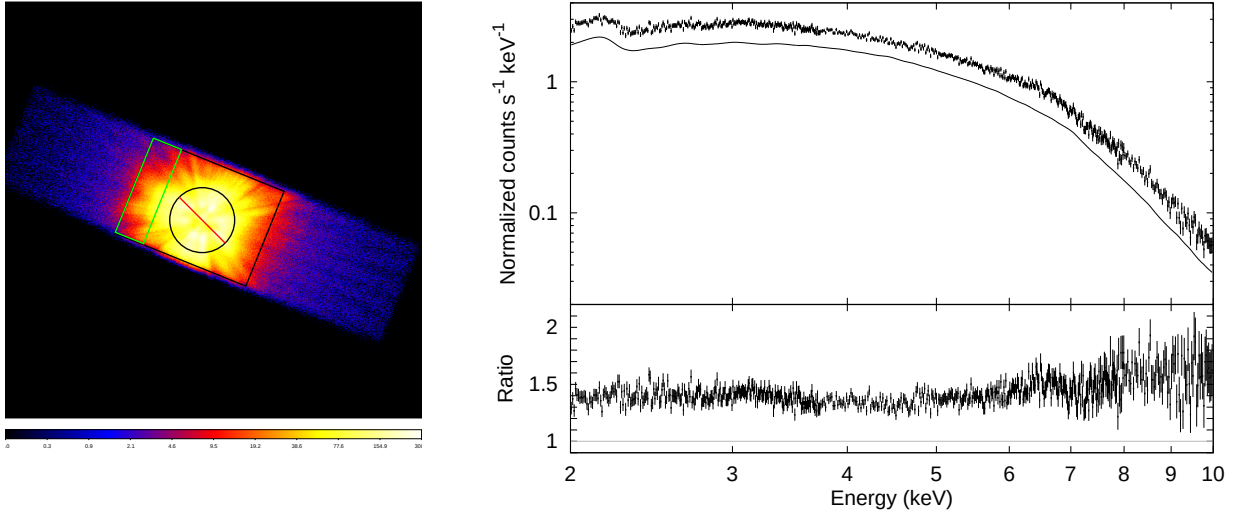


図 5.5: 非対称領域での Normal モードのスペクトル。左図の緑で囲った領域を抽出し、右図に描いた。右図のモデルは図 5.4 と同じものを用いた。

着目する時間スケール ΔT を設定し、観測開始時を $t = 0$ として $2n\Delta T \leq t < (2n+1)\Delta T$ のカウント数と $(2n+1)\Delta T \leq t < (2n+2)\Delta T$ のカウント数 (n は非負整数) を計算し、両者を比較して明るいフェーズと暗いフェーズを決定する (図 5.6)。各々のフェーズとなっている時間帯を決定したら、それぞれのフェーズのスペクトルを全て足しあわせる。このようにして、全体の観測時間 T に対しておよそ $T/2$ の観測時間を持つ2つのスペクトル (明るいスペクトルと暗いスペクトル) が作られる。例えば、明るいスペクトルと暗いスペクトルの比をとることで、 ΔT の時間スケールでスペクトルがどのように変動しているかを見ることができる。DVF 法は、統計がほぼ半分になるだけで狙った時間スケールのスペクトル変化を抽出することができるという点で効果的である (図 5.7)。

5.4.1 準周期的振動現象

図 5.8 に、GRS 1915+105 に対して DVF 法を適用した時の明るいスペクトル、暗いスペクトル、それらの比を示す。 $\Delta T \leq 2$ 秒に関しては XIS0 Segment B,C, XIS3 Segment B,C の4セグメントのカウントを足しあわせたライトカーブを基に、 $\Delta T > 2$ 秒に関しては XIS1 のライトカーブを基に計算を行った。図 5.9 は XIS での明るいフェーズのカウントレートと暗いフェーズでのカウントレートの比を示している。5.3.2 節で見たように P-sum モードは ARF に不定性があるため直接スペクトルフィットをすることはできないが、同じ Segment で取得したスペクトルどうしの割り算をすることで ARF の不定性の影響は取り除かれると考えられる。

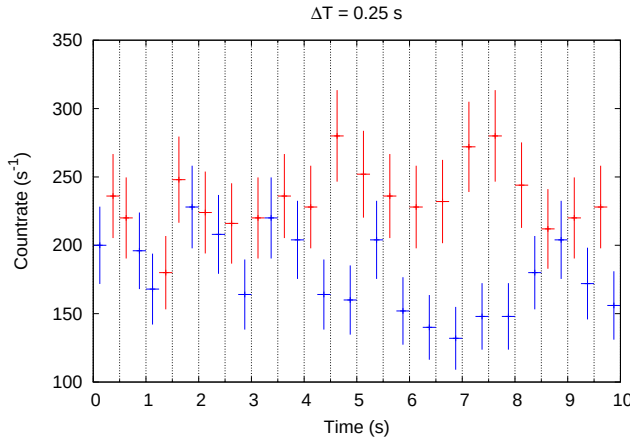


図 5.6: DVF 法でフェーズ分けをした GRS 1915+105 のライトカーブ。 $\Delta T = 0.25$ 秒として、明るいフェーズを赤で、暗いフェーズを青で示している。比較する点のカウント数が同じ時は、便宜上時間が早い方を明るいフェーズと定めている。

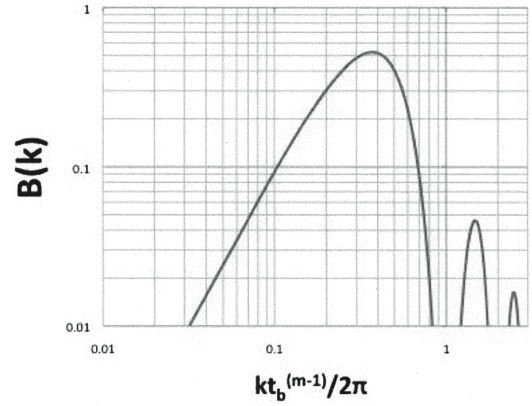


図 5.7: DVF 法のバンドパスフィルター (Inoue et al. 2011)

図 5.9 を見ると、 ΔT が小さくなるほど明るいフェーズと暗いフェーズの比が大きくなっている。これは、時間ビンが短くなることで Poisson ノイズの影響が効いてくることが原因である。光度が変化しない X 線源に対して DVF 法を適用することを考える。カウントレートの平均を c (counts/s) とすると、 ΔT の間にやってくるカウント数の平均は $c\Delta T$ となる。カウント数が Poisson 分布に従うとすると、ある時間ビンでやってくるカウント数が k (非負整数) である確率は、平均値 λ の Poisson 分布を $P_\lambda(k)$ で表すとして $P_{c\Delta T}(k)$ となる。よって、明るいフェーズと暗いフェーズとの比の期待値は ΔT の関数として

$$f_c(\Delta T) = \sum_k \sum_{k'} \frac{\max(k, k')}{\min(k, k')} P_{c\Delta T}(k) P_{c\Delta T}(k') \quad (5.4)$$

と表される。 c を P-sum モードでのカウントレートの平均である 250 counts/s とした時の $f_c(\Delta T)$ を図 5.9 に点線で示した。 ΔT が小さくなると Poisson ノイズの影響で比が大きくなるが見て取れる。

Poisson ノイズの影響を差し引いて見ると、 $0.1 \text{ 秒} \leq \Delta T \leq 0.4 \text{ 秒}$ に超過成分があることが分かる。この超過成分は、この時間幅で天体の X 線光度が変動していることを意味している。図 5.8 を見ると、この ΔT では XIS 領域 (2–10 keV) のスペクトルは明るくなるとハードに、暗くなるとソフトになる変動を示している。それとともに HXD 領域 (16–125 keV) ではスペクトルの形を変えない光度変化を示しており、XIS 領域でのスペクトルの硬さが大きく変わるほど HXD 領域の光度変化も大きくなっている。そこで、XIS 領域と HXD 領域でのスペクトル変化がそれぞれ $y = a \log_{10}(E \text{ (keV)}) + b$

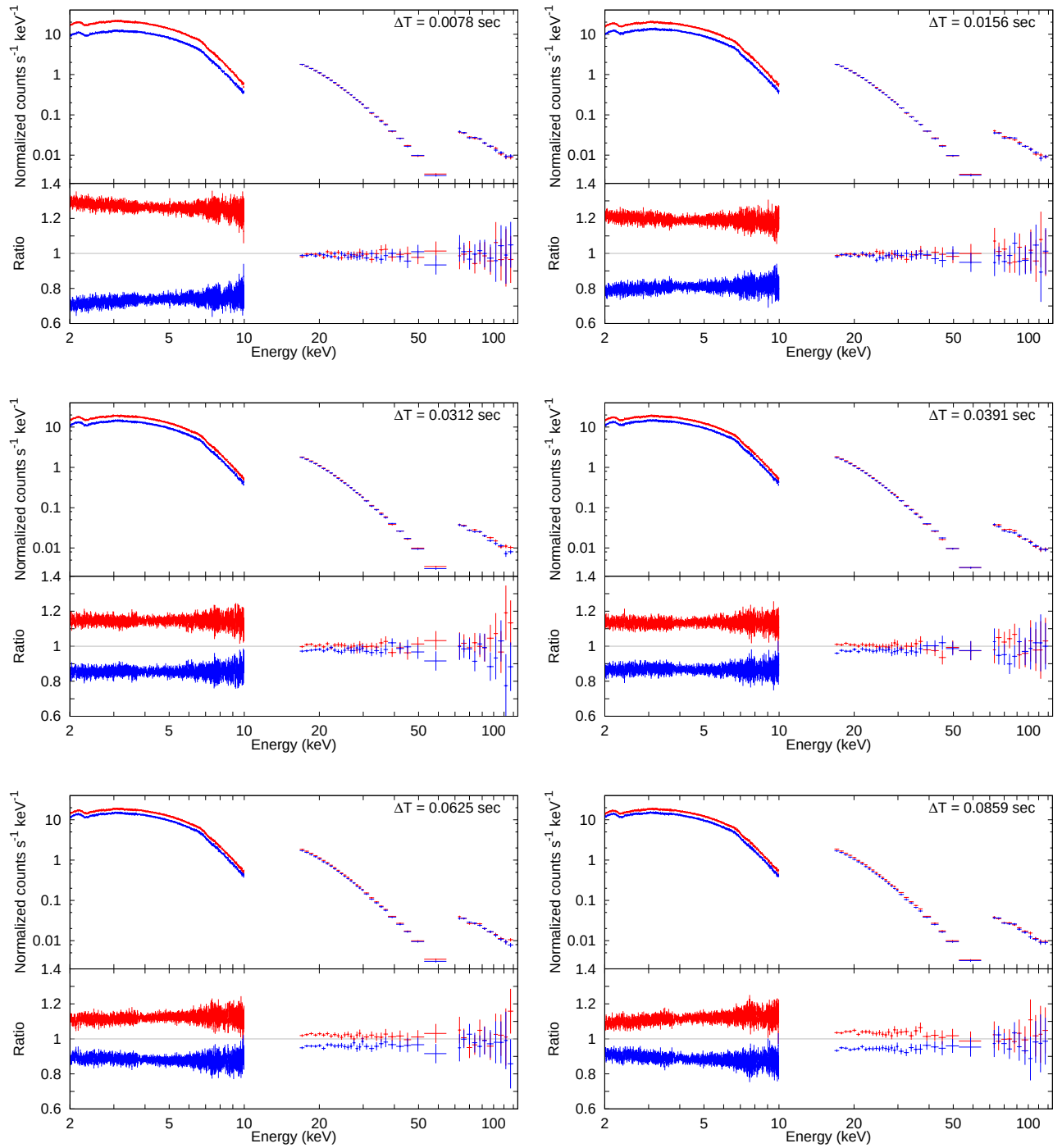


図 5.8: DVF 法によるスペクトル変化。上図は明るいときのスペクトルを赤で、暗いときのスペクトルを青で示している。下図はそれぞれのフェーズのスペクトルと時間平均スペクトルとの比を示している。 $\Delta T \leq 2$ 秒は P-sum モードによる解析結果、 $\Delta T \geq 4$ 秒は Normal モードによる解析結果である。P-sum モードのスペクトルは代表して XIS0 Segment B のものを載せている。

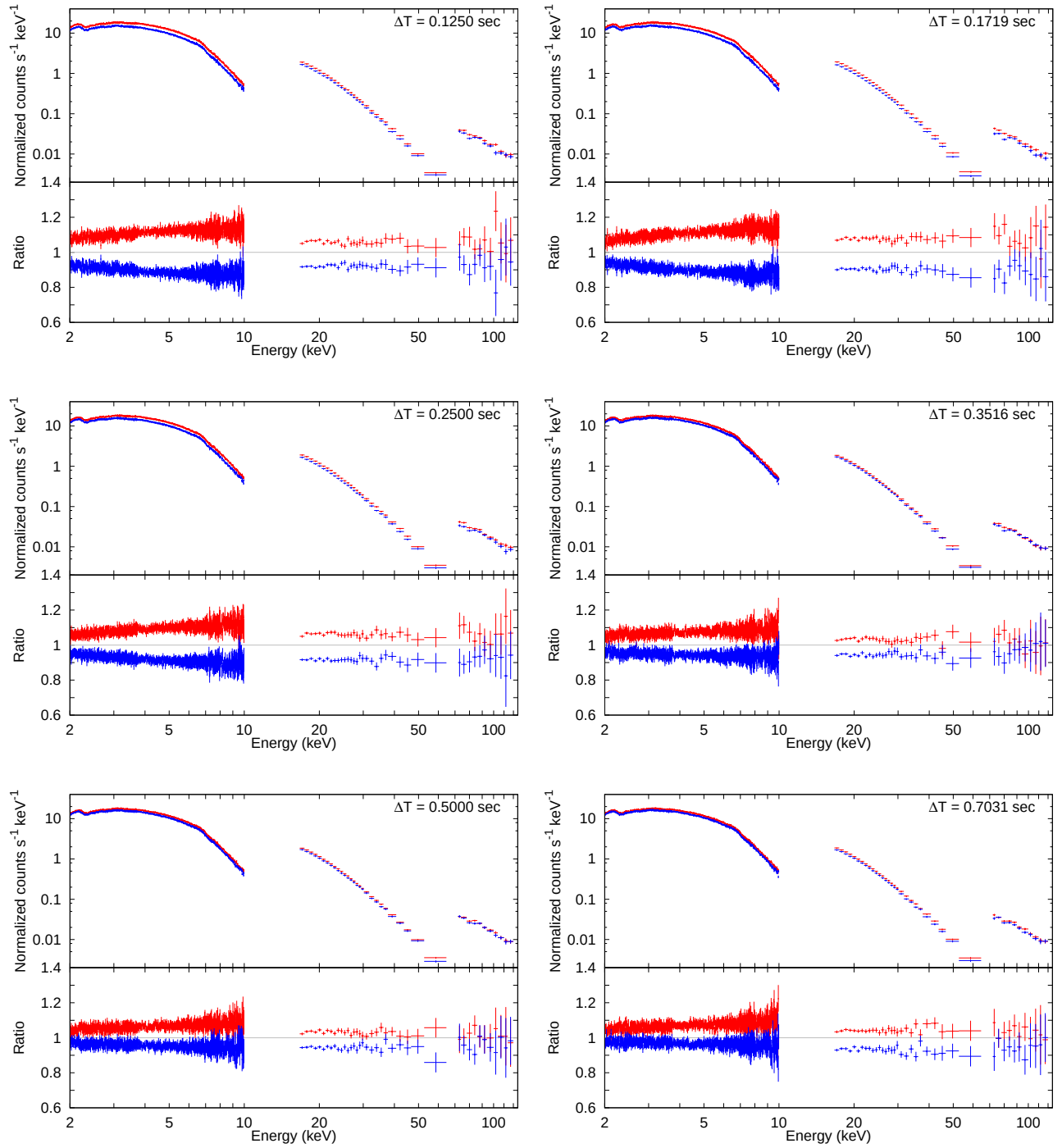


図 5.8: *Continued.*

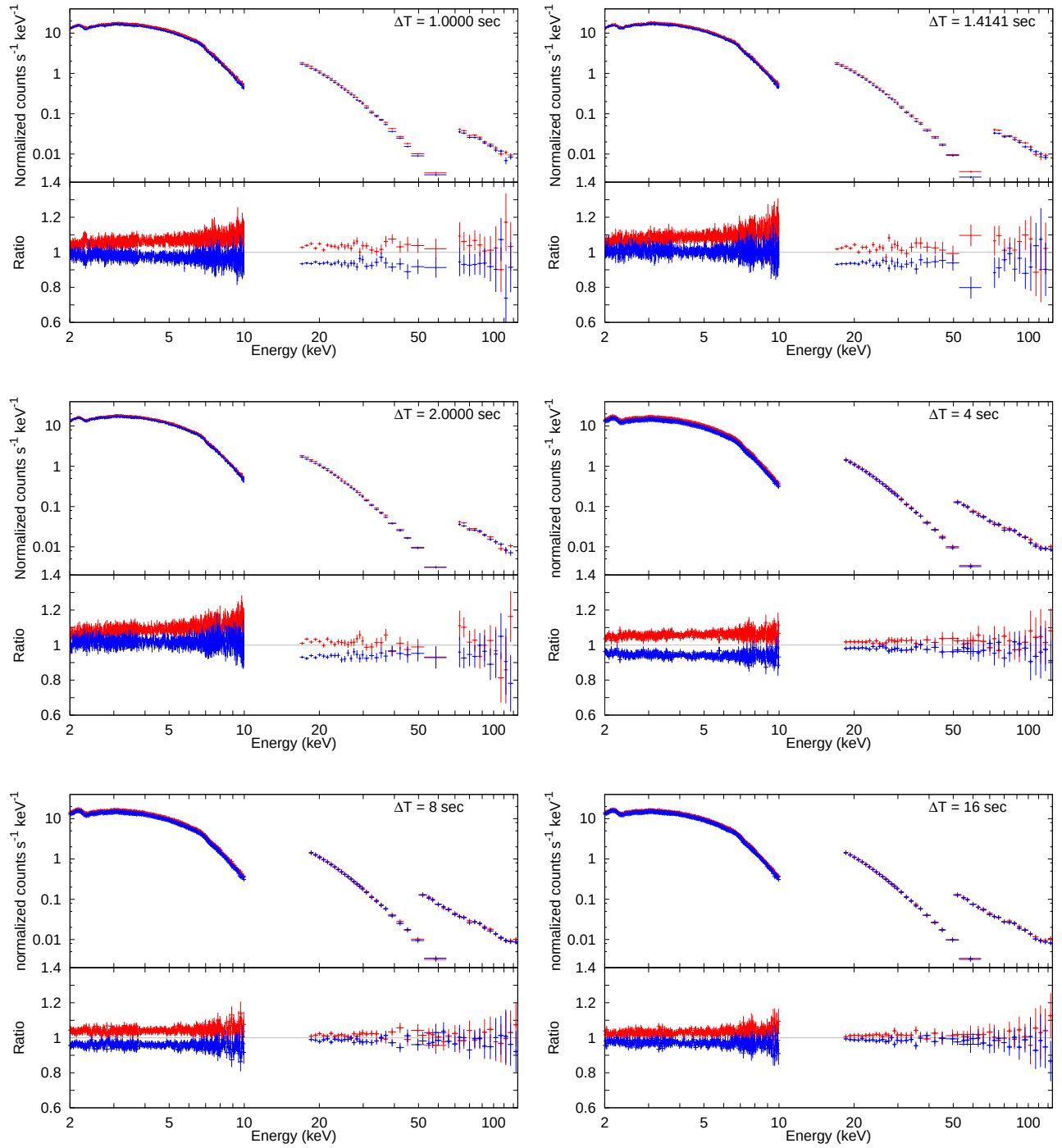


図 5.8: *Continued.*

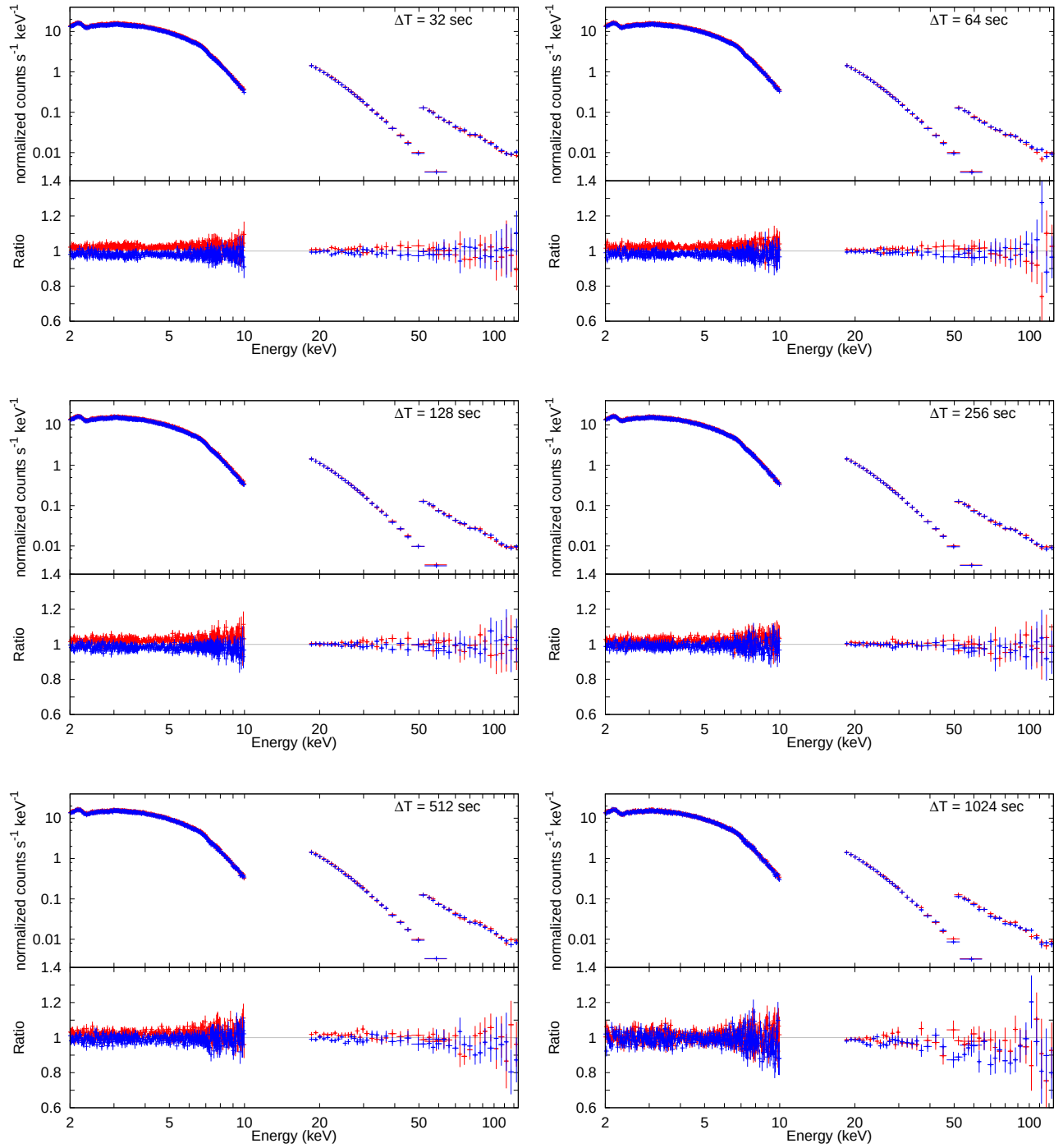


図 5.8: *Continued.*

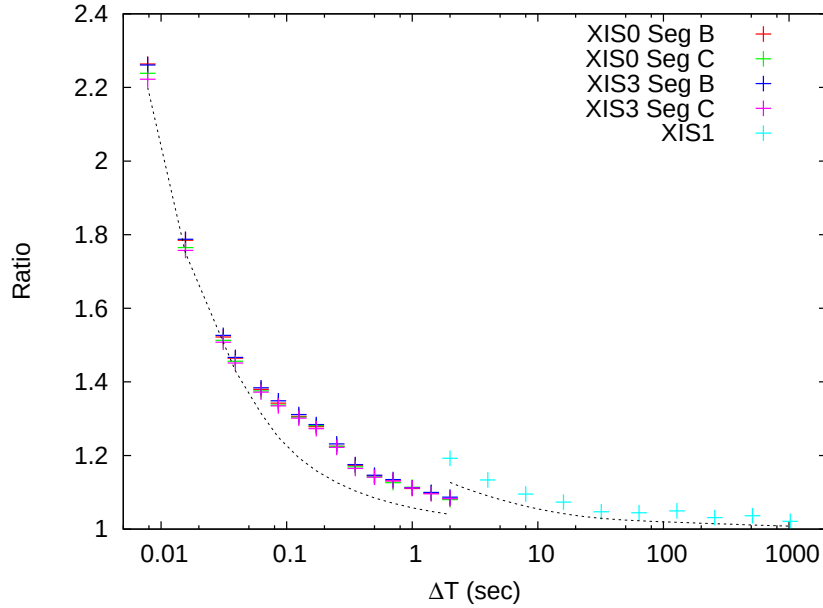


図 5.9: DVF 法によるカウントレートの比。点線は Poisson ノイズの影響を示している。

と $y = c$ の直線で表されるとして、 ΔT を動かした時の変動の様子を調べた。図 5.10 にフィッティングの図を、図 5.11 に XIS 領域での変動の様子を、図 5.12 に HXD 領域での変動の様子を示す。0.17 秒をピークにして、 $0.1 \text{ 秒} \leq \Delta T \leq 0.4 \text{ 秒}$ 付近で全バンドで変動が強くなっていることが分かる。この変動が周期的なものだとすると、周波数は $f = 1/(2\Delta T)$ となるため、DVF 法で浮かび上がった変動は $1.3 \text{ Hz} \leq f \leq 5.0 \text{ Hz}$ に相当する。この周波数は QPO の周波数 ($\sim 1.9 \text{ Hz}$) と一致する。よって、QPO の周波数で、XIS 領域でスペクトルの硬さが変わり、HXD 領域で光度だけが変わるような変動が起こっていることが明らかとなった。また、図 5.11 と図 5.12 で同じ ΔT で変動していることから、2–125 keV での広いエネルギー帯の変動は 1 つのパラメータで説明できると考えられる。

5.4.2 変動成分の分離

GRS 1915+105 のスペクトルの連続成分は通常、数 keV 以下に見える多温度黒体輻射 (MCD) と、広いエネルギーバンドで見られる、MCD から放射された種光子がコロナ雲で逆 Compton 散乱を受けて出力される Compton 成分の 2 つで説明される。HXD 領域では Compton 成分が支配的なので、HXD 側のスペクトルの形を変えない変動は Compton 成分の変動だと解釈することができる。Compton 成分が変動すると XIS 側でも光度変動が起こるが、MCD が変動していないとすると MCD の成分が強くなるソフト側では相対的な変動強度が小さくなると考えられる。すなわち、GRS

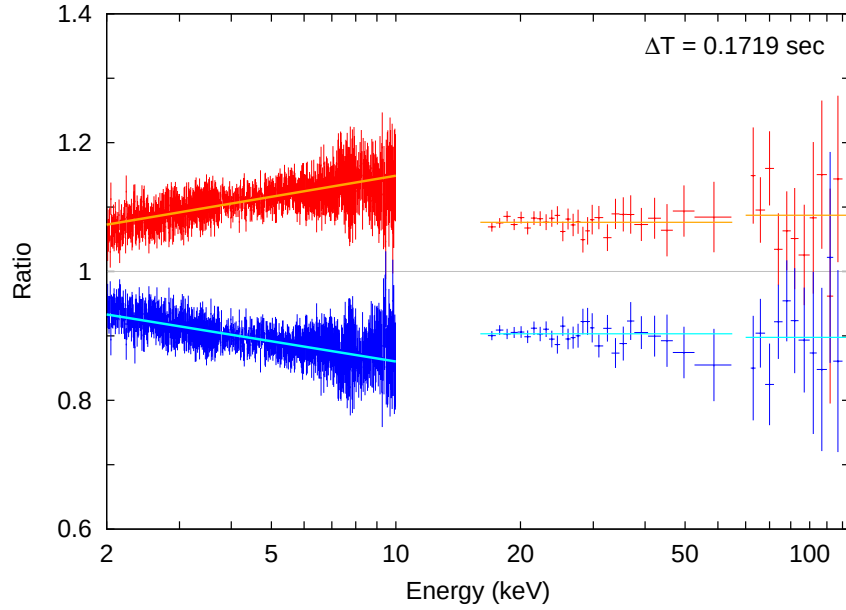


図 5.10: スペクトル変動の概形。変動が最も大きい $\Delta T = 0.1719$ 秒の時の明るいスペクトル (赤) と暗いスペクトル (青) の変動率を示している。オレンジとシアン線は光度変化の直線フィット (詳細は本文を参照)。

1915+105 の X 線スペクトルはスペクトルの形を変えずに変動する Compton 成分と明るさが変動しない MCD で構成されていると考えると、図 5.8 で示したようなスペクトル変動を定性的には説明することができる。

そこで、時間平均スペクトルから変動する成分と変動しない成分をモデル依存なく定量的に分離することを試みた。時間平均スペクトル全体に占める変動する成分の割合と変動しない成分の割合をそれぞれ $f(E)$, $g(E)$ とする。 $f(E) + g(E) = 1$ となっている。ある時間帯を抽出して得られたスペクトル (例えば DVF 法で得られた明るいスペクトル) を時間平均スペクトルで割ったものを $F_a(E)$ とおくと、 $F_a(E) = af(E) + g(E)$ と表されたとする。ここで、 $f(E)$ は「スペクトルの形を変えない」変動成分であるとする、 a は定数となる。 $F(E)$ と $F_a(E)$ は観測量なので、 a を決めてやれば、時間平均スペクトルを変動する成分 $f(E)$ と変動しない成分 $g(E)$ とに分離することができる。ここでは、9–10 keV のスペクトルは変動しない成分がほぼない ($g(E) \simeq 0$) と仮定し、9–10 keV での変動率から a の値を決定して計算を行った。DVF 法で変動が顕著に見られる $\Delta T = 0.125, 0.172, 0.250$ 秒に対して時間平均スペクトルに占める変動しない成分の割合を計算したところ、どの ΔT でもどの Segment を用いても、ほぼ同じ結果となった。このようにして得られた変動しない成分のスペクトルの平均を図 5.13 (左) に示す。エネルギーがソフトになるほど変動しない成分の割合が増えるため、変動率が下がっているように見えるのである。

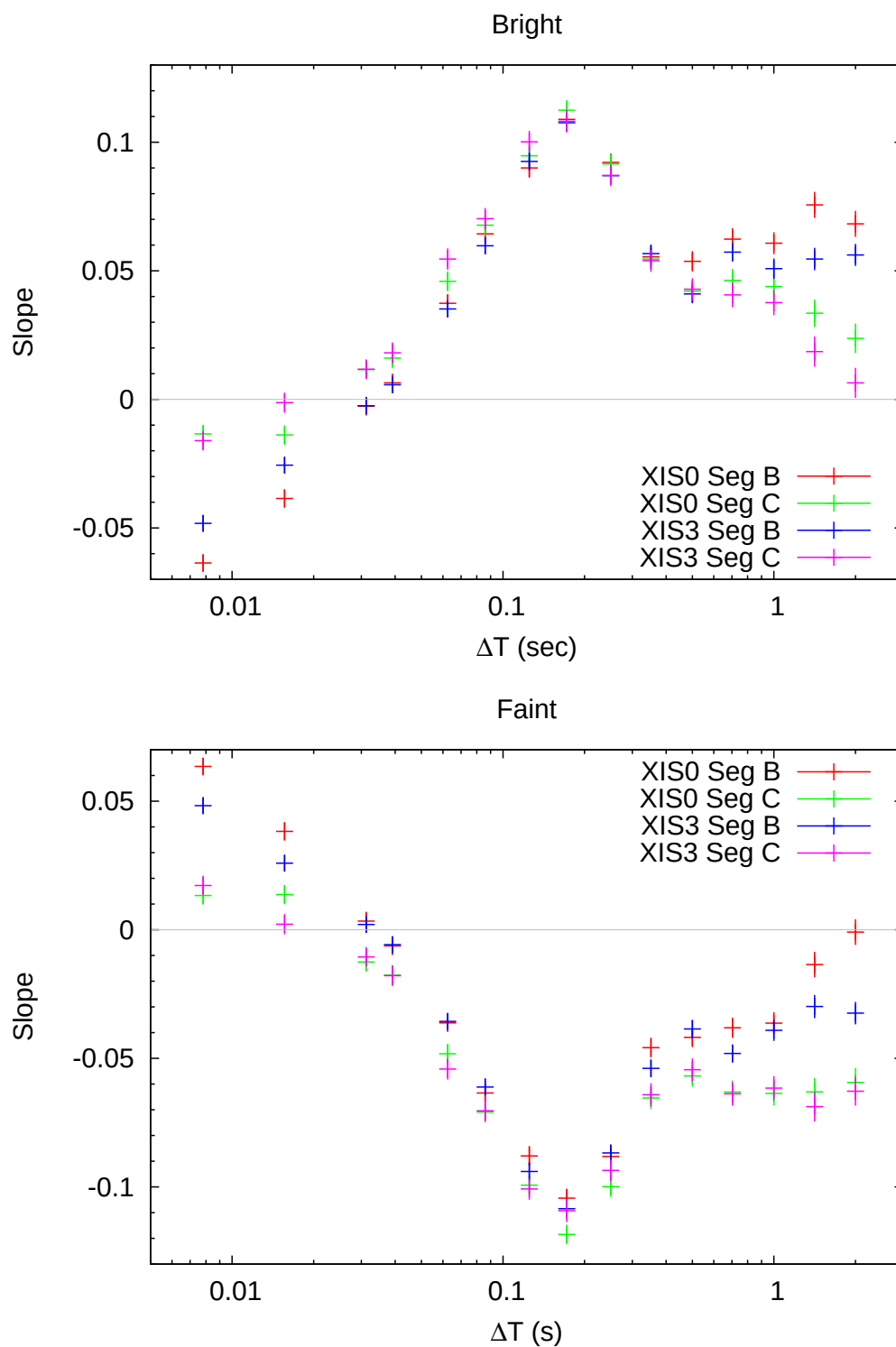


図 5.11: DVF 法による XIS 領域での変動の時間依存性。縦軸は、XIS 領域でのスペクトル変化が $y = a \log_{10}(E \text{ (keV)}) + b$ と直線で表されるとした時の a の値を取っている。左図が明るいフェーズの時、右図が暗いフェーズの時を示す。

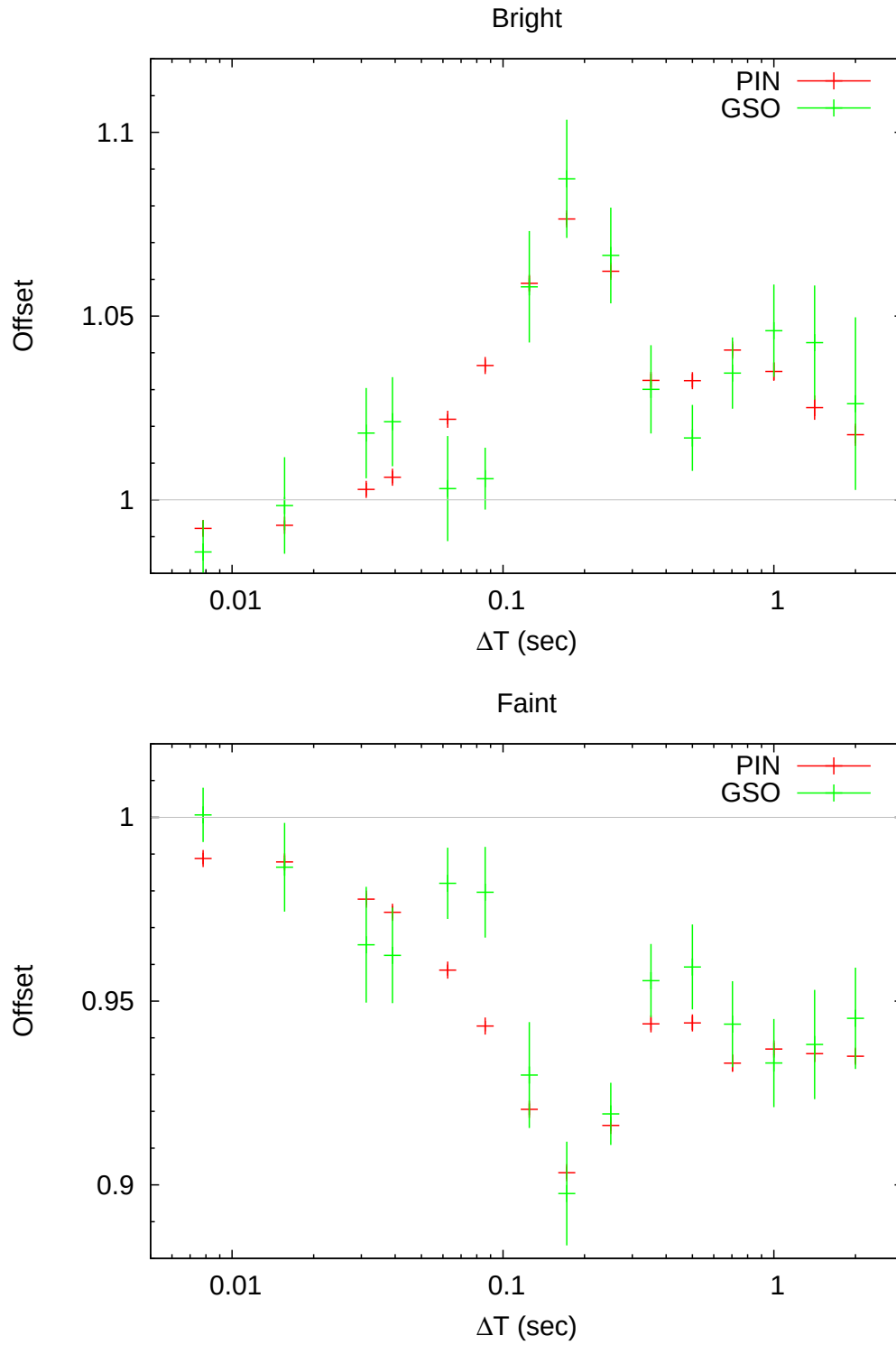


図 5.12: DVF 法による HXD 領域での変動の時間依存性。縦軸は、HXD 領域でのスペクトル変化が $y = c$ と定数で表されるとした時の c の値を取っている。左図が明るいフェーズの時、右図が暗いフェーズの時を示す。

次に、変動しない成分が MCD で説明できるかを確認するために、星間吸収の柱密度を $N_H = 6.62 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ に固定した上で (5.3.2 節を参照)、ノイズの影響が支配的でない 2–6 keV の範囲で MCD のスペクトルを表すモデル `diskbb` のパラメータを動かしてベストフィットモデルを求めた。フィッティング結果を図 5.13 (右) および表 5.3 に示す。この `diskbb` 成分が XIS 側で変動しない成分としてあると考えると、Compton 成分の明るさという 1 成分の変動のみで、DVF 法で検出された広いエネルギーバンドでのスペクトル変動を綺麗に説明することができる。

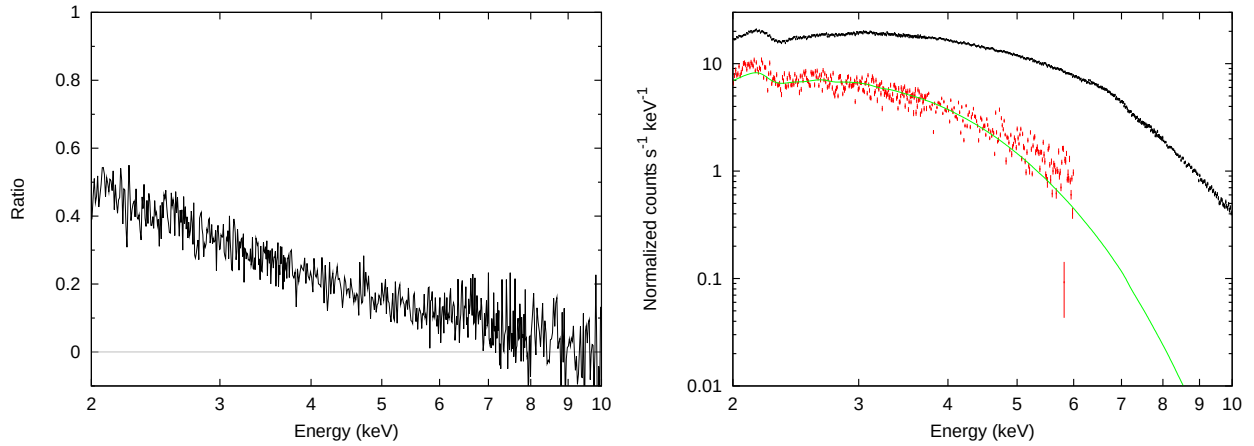


図 5.13: (左) 全スペクトルに占める変動しない成分の割合。(右) XIS1 のスペクトル (黒) における変動しない成分 (赤)。緑の線は内縁温度 $T_{\text{in}} = 830 \text{ eV}$ の MCD を表す。

表 5.3: 変動しない成分のパラメータ

星間吸収 (tbabs)	$N_H (\times 10^{22} \text{ cm}^{-2})$	6.62 (固定)
MCD (diskbb)	内縁温度 T_{in}	$8.3^{+1.1}_{-0.9} \times 10^2 \text{ eV}$
	規格化定数 *2	636^{+7}_{-6}

*1 誤差はすべて 68% の不確定性を表す

*2 内縁半径を r_{in} , 天体までの距離を D , 円盤の見込み角度を i としたときの $\left(\frac{r_{\text{in}}/\text{km}}{D/10\text{kpc}}\right)^2 \cos i$

5.5 スペクトルの概形

続いて、すざく衛星で取得されたスペクトルの現象論的モデルフィットを行った。XIS のスペクトルは Normal モードで運用されている XIS1 のスペクトルを用いた。すざく衛星では検出器ごと

にフラックスの値がわずかに変わることが報告されているため、XIS 0 の Normal モードを基準としてフラックスの規格化を行った。具体的には、スペクトルモデルの `const` の値を XIS1 では 1.026、HXD では 1.090 に固定してフィッティングを行った (Ishida et al. 2007⁴)。

はじめに、連続成分を折れ曲がりのないベキ関数型成分 (`pegpwrlw`) だと見なし、星間吸収 (`tbabs`) を考慮して $\text{tbabs} \times (\text{diskbb} + \text{pegpwrlw}) \times \text{const}$ でフィッティングしたところ、15–20 keV 付近に折れ曲がりがあることが分かった (図 5.14 b)。`diskbb` のパラメータは 5.4 節で求めた変動しない成分に対するベストフィットの値 (表 5.3) に固定している。次に、`pegpwrlw` の代わりに折れ曲がりのあるベキ関数型成分 `cutoffpl` を用いてフィッティングしたところ、19 keV に折れ曲がりのあるベキ関数型成分で PIN 領域まではある程度説明できるが、70 keV 以上の GSO 領域で超過成分があることが分かった (図 5.14 c)。この超過成分を説明するために `pegpwrlw` を加え、また 6.4 keV あたりの鉄の構造を説明するために幅を持った `gauss` を加えたところ、スペクトル全体を説明することができた (図 5.14 d)。最終的なモデルは $\text{tbabs} \times (\text{diskbb} + \text{cutoffpl} + \text{pegpwrlw} + \text{gauss}) \times \text{const}$ と表される。スペクトルフィットのパラメータを表 5.4 に示す。GSO 側で残差が大きくなっているが、これは NXB モデルの不定性によるものと考えられる (Fukazawa et al. 2008⁵, Paizis et al. 2009)。

すごく衛星には 3 台の検出器が搭載されているが、それぞれの検出器間にはバンドギャップがある。図 5.14 (c) を見ると、超過成分が見えているエネルギー範囲はちょうど GSO の範囲であるため、このエネルギー帯に本当に超過成分があるわけではなく、検出器の応答関数由来で超過成分があるように見えているのではないかという疑問が生じた。そこで、同じ日に取得された RXTE のスペクトルを用いてすごく衛星のバンドギャップを埋めたスペクトルを描いた。RXTE 衛星の PCA と HEXTE のスペクトルを図 5.15 に示す。PCA は鉄の構造が影響しない 9 keV からバックグラウンドが支配的でない 35 keV までを、HEXTE は PCA と GSO のエネルギー帯にかかるように 25–100 keV を用いることにした。図 5.14 (c) と同じモデルで RXTE 衛星のスペクトルも合わせてフィットしたものを図 5.16 に示す。XIS の 6–9 keV, GSO, HEXTE の 70 keV 以上はフィッティング領域から外している。GSO だけでなく HEXTE でも 70 keV あたりから超過成分があることが見てとれるため、GSO が検出した超過成分は装置由来ではなく天体由来のものであることが確認された。このようにベキ関数が硬 X 線まで延びているスペクトルは過去の観測でも見受けられており (Grove et al. 1998)、コロナ雲に熱的な電子と非熱的な電子が共存しているためであると解釈されている (Titarchuk & Seifina 2009; Ueda et al. 2010; Zdziarski et al. 2001)。

⁴<http://www.astro.isas.ac.jp/suzaku/doc/suzakumemo/suzakumemo-2007-11.pdf>

⁵<http://www.astro.isas.jaxa.jp/suzaku/doc/suzakumemo/suzakumemo-2008-01.pdf>

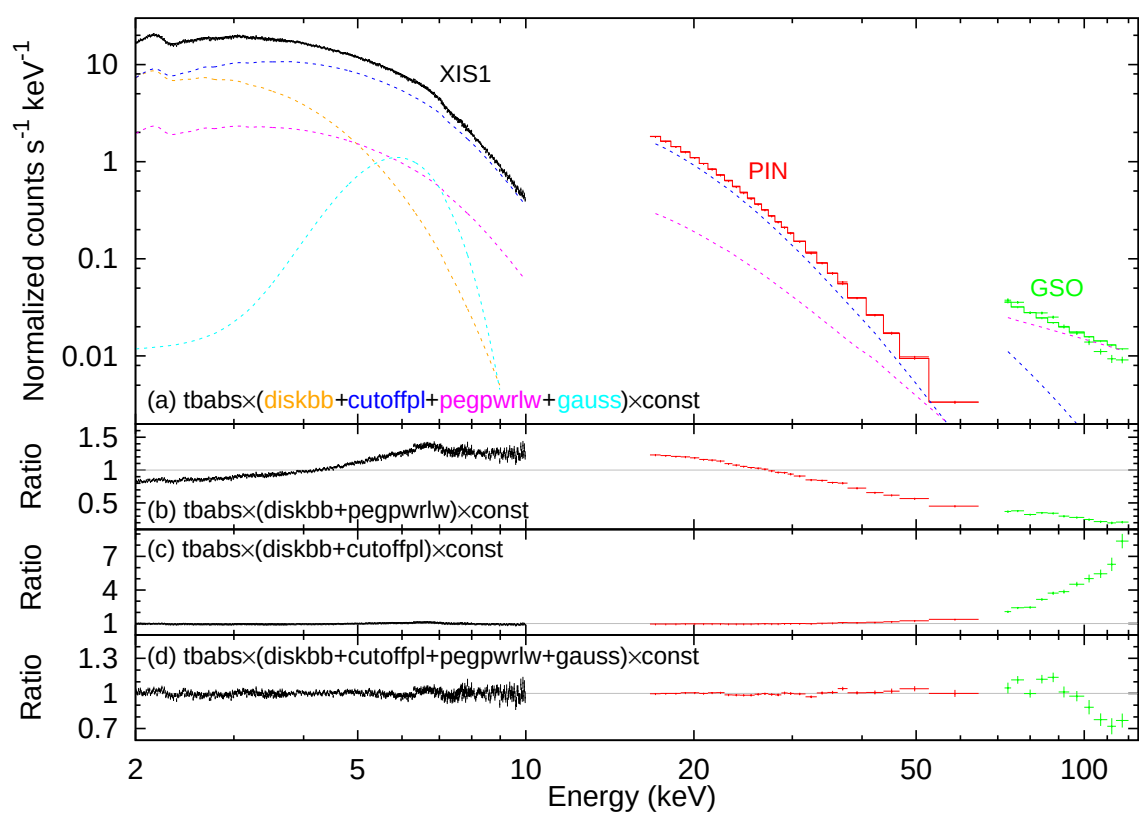


図 5.14: 現象論的モデルによるスペクトルフィット。(a) スペクトルと最終的なモデルスペクトル。縦軸はカウント数を表す。(b)-(d) はスペクトルと示されたモデルとの比。

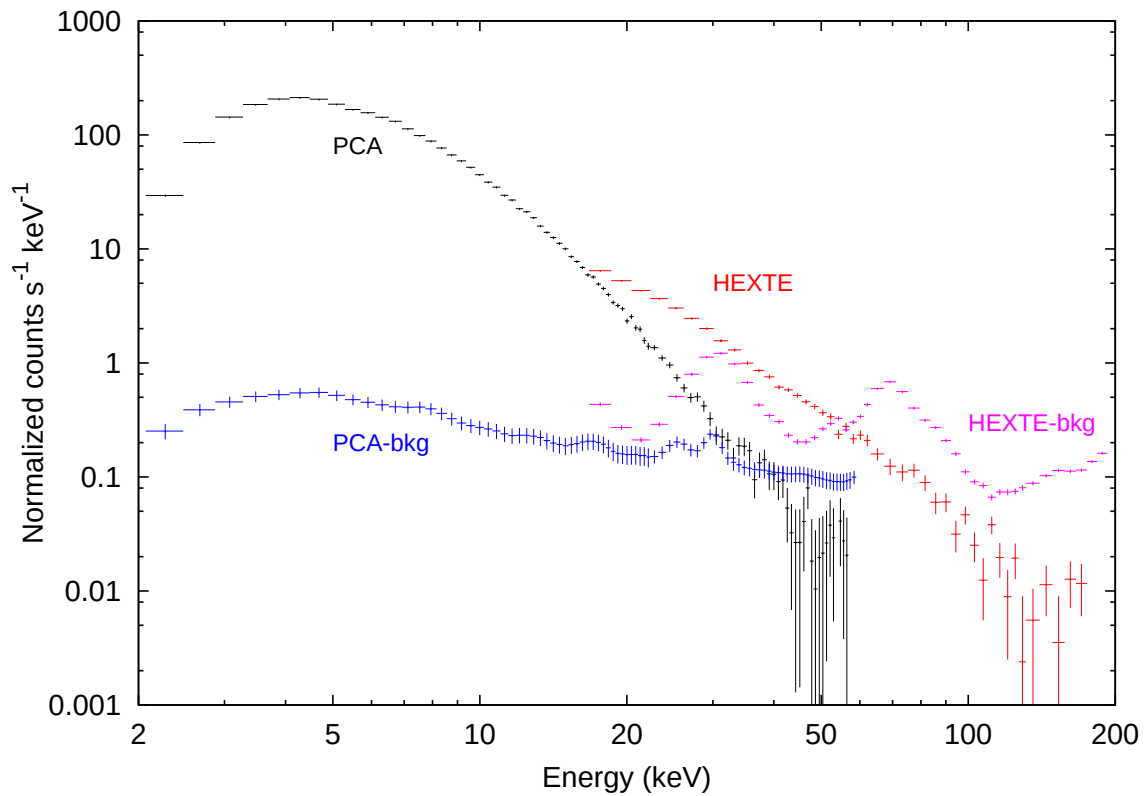


図 5.15: PCA, HEXTE の時間平均スペクトル。スペクトルはバックグラウンドを差し引いている。バックグラウンドもあわせて示している。

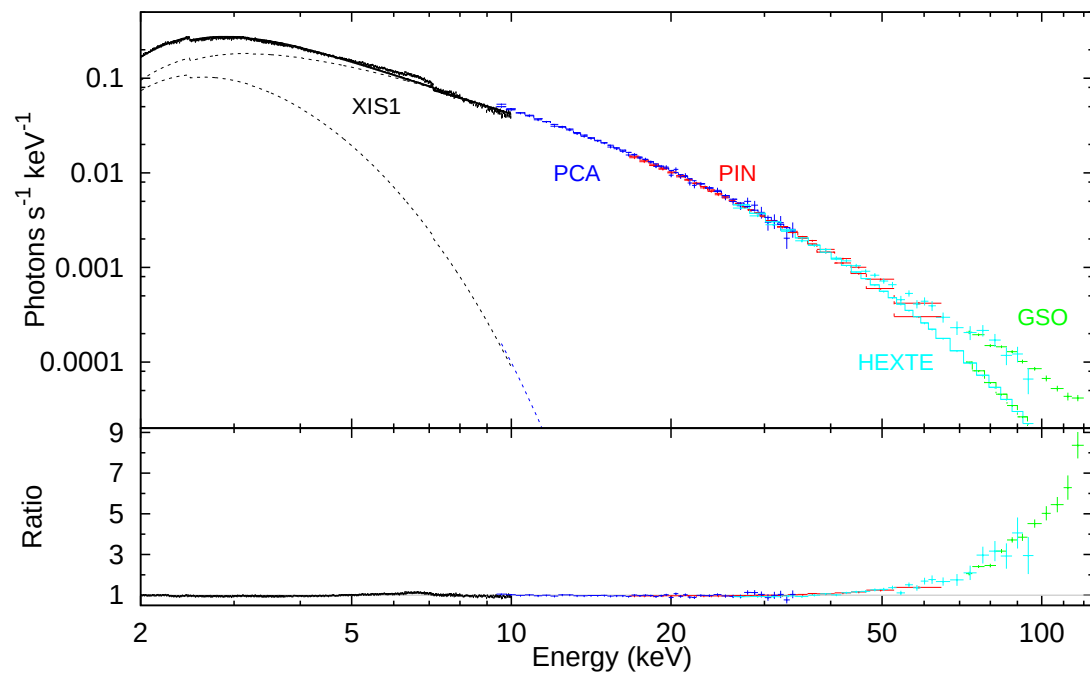


図 5.16: すざく衛星と RXTE 衛星の同時スペクトルフィット。上図はスペクトルとモデルのベストフィット。縦軸は検出器応答を畳み込んだ光子数を表す。モデルは図 5.14 (c) で示した `diskbb+cutoffpl` モデルと同じである。下図はスペクトルとモデルとの比。

表 5.4: 現象論的モデルフィットのパラメータ

星間吸収 (tbabs)	柱密度 N_H ($\times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$)	$6.52^{+0.04}_{-0.05}$
MCD (diskbb)	内縁温度 T_{in} (eV)	825 (固定)
	規格化定数 ^{*2}	620 (固定) ^{*3}
熱的 Compton (cutoffpl)	光子指数 Γ	$1.23^{+0.06}_{-0.08}$
	カットオフエネルギー E_c (keV)	$16.0^{+0.8}_{-0.9}$
	規格化定数 ^{*4}	1.2 ± 0.2
非熱的 Compton (pegpwlw)	光子指数 Γ	$2.0^{+0.09}_{-0.11}$
	規格化定数 ^{*5}	$4.5^{+1.0}_{-0.9} \times 10^3$
鉄構造 (gauss)	中心エネルギー E_l (keV)	6.00 ± 0.04
	幅 σ (keV)	1.13 ± 0.05
	規格化定数 ^{*6}	$5.3^{+0.4}_{-0.3} \times 10^{-2}$
換算カイ二乗		1.57 (自由度 = 628)

^{*1} 誤差はすべて 90% の不確定性を表す。

^{*2} 内縁半径を r_{in} , 天体までの距離を D , 円盤の見込み角度を i としたときの $\left(\frac{r_{\text{in}}/\text{km}}{D/10\text{kpc}}\right)^2 \cos i$

^{*3} XIS1 の規格化定数を 1.026 と定めたため、表 5.3 の値を 1/1.026 倍した値に固定した。

^{*4} 1 keV での光子数 $\text{keV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

^{*5} 2–100 keV でのフラックス $\times 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

^{*6} 輝線中の光子数 $\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

5.6 Shot 解析

DVF 法で検出された X 線スペクトル変動の時間発展を調べるため、shot 解析を行った。Shot 解析 (Negoro et al. 1994; Yamada et al. 2013) は、局所的にカウントがもっとも高くなっている箇所 (shot) のみを抽出して足し合わせるものである。イベントの到来時刻を t , その時のカウントレートを $C(t)$ とする。時刻 $t - T < t < t + T$ の間のカウントレートの平均を $\overline{C(t)}_T$ とする。 t_a を $t < t_a < t + T$ を満たす任意の時刻、 t_b を $t - T < t_b < t$ を満たす任意の時刻と定義する。 f は 1 のオーダーの無次元パラメータとする。Shot の時刻 t_{shot} を、 $C(t)$ の極大値として

$$\left\{ t_{\text{shot}} \mid (C(t_b) < C(t) \geq C(t_a)) \wedge (C(t) > f \overline{C(t)}_T) \right\} \quad (5.5)$$

をみたすものと定義する。本研究では、 t_{shot} の決定は P-sum モードのライトカーブで行った。Shot 解析の目的は $\simeq 1.9 \text{ Hz}$ ($\sim 0.5 \text{ 秒}$) の変動の時間発展を調べることなので、ライトカーブの 1 ビンの値は当然 0.5 秒より十分小さくないといけない。そこで、1 ビン 0.031 秒 ($= 8/1024 \times 4 \text{ 秒}$) でライ

トカーブを描き、 T は $0.031 \times 15 = 0.468$ 秒とした。また、 $f = 1$ とした。くわえて、局所的にカウントがもっとも低くなっている箇所 (逆 shot) を

$$\left\{ t_{\text{inv}} \mid (C(t_b) > C(t) \leq C(t_a)) \wedge (C(t) < (1/f)\overline{C(t)_T}) \right\} \quad (5.6)$$

を満たすものと定義した。

こうして得られた 42070 個の shot と 41927 個の逆 shot をそれぞれ重ねあわせたものを図 5.17 に示す。およそ 0.5 秒ごとにピークが見えており、QPO の変動の時間変化を抽出していることが分かる。また、逆 shot のプロファイルを上下反転させた後に左右反転させると、shot プロファイルに重なる。このことは、短時間での光度増加も光度減少も同じ現象を見ていることを意味している。Shot プロファイルを様々なエネルギー帯で描いたものを図 5.18 に示す。XIS 領域ではエネルギーが高くなるほど変動が大きくなっており、HXD 領域では shot プロファイルの形状にエネルギー依存性があまり見られない。これらの結果は DVF 法の結果と一致している。ピークの点 ($-0.016 < t < 0.016$ 秒) を見ると、HXD に比べ XIS の値が非常に高くなっている。これは、shot を決定する際に Poisson ノイズのせいで 1 ビンだけカウントが跳ね上がっている所を引っ掛けてしまっているからであると考えられる。また、shot プロファイルの形状を見ると、 $t = -0.3$ 秒あたりで極小値をとったあとで、0 秒で極大値をとり、 $t = 0.2$ 秒あたりで極小値をとっている。すなわち、QPO の変動が「ゆっくり明るくなって急に暗くなる」変動をしていることが分かる。Shot 解析により得られたスペクトルの変動の様子を図 5.19 に示す。XIS 領域では傾きが変わる変動をしており、HXD 領域では傾きはあまり変わらず明るさだけがかわっているように見える。これらの結果は DVF 法の結果と一致している。

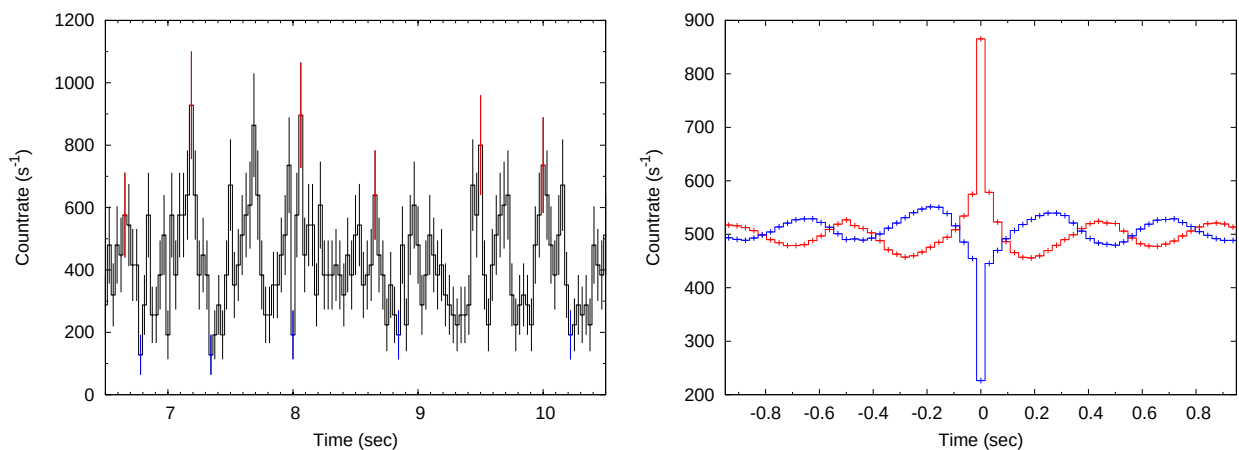


図 5.17: (左) 1 ビン 0.03125 秒で描いたライトカーブ。Shot とみなす点を赤で、逆 shot とみなす点を青で示している。(右) Shot (赤) と逆 shot (青) のプロファイル。

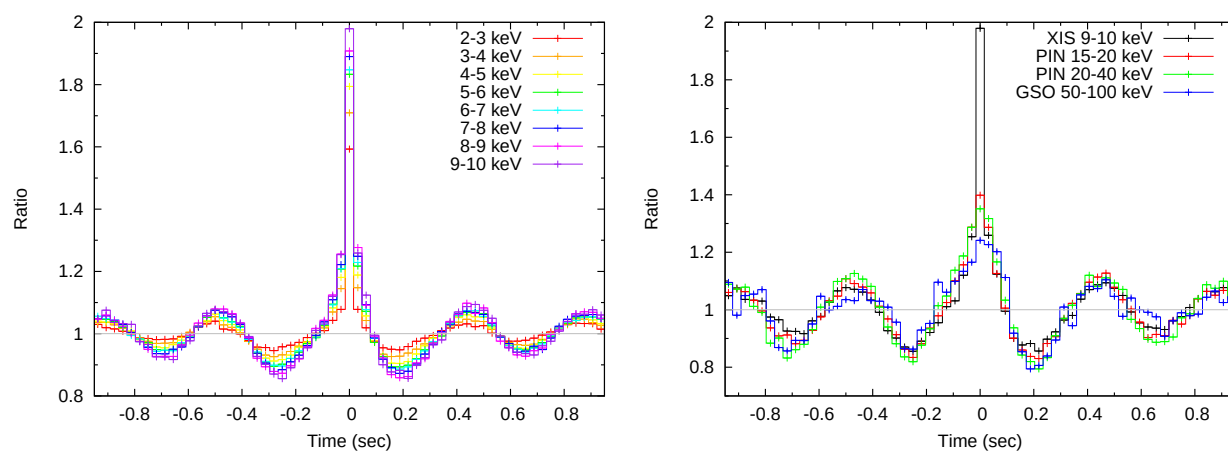


図 5.18: 様々なエネルギーバンドでの shot プロファイル

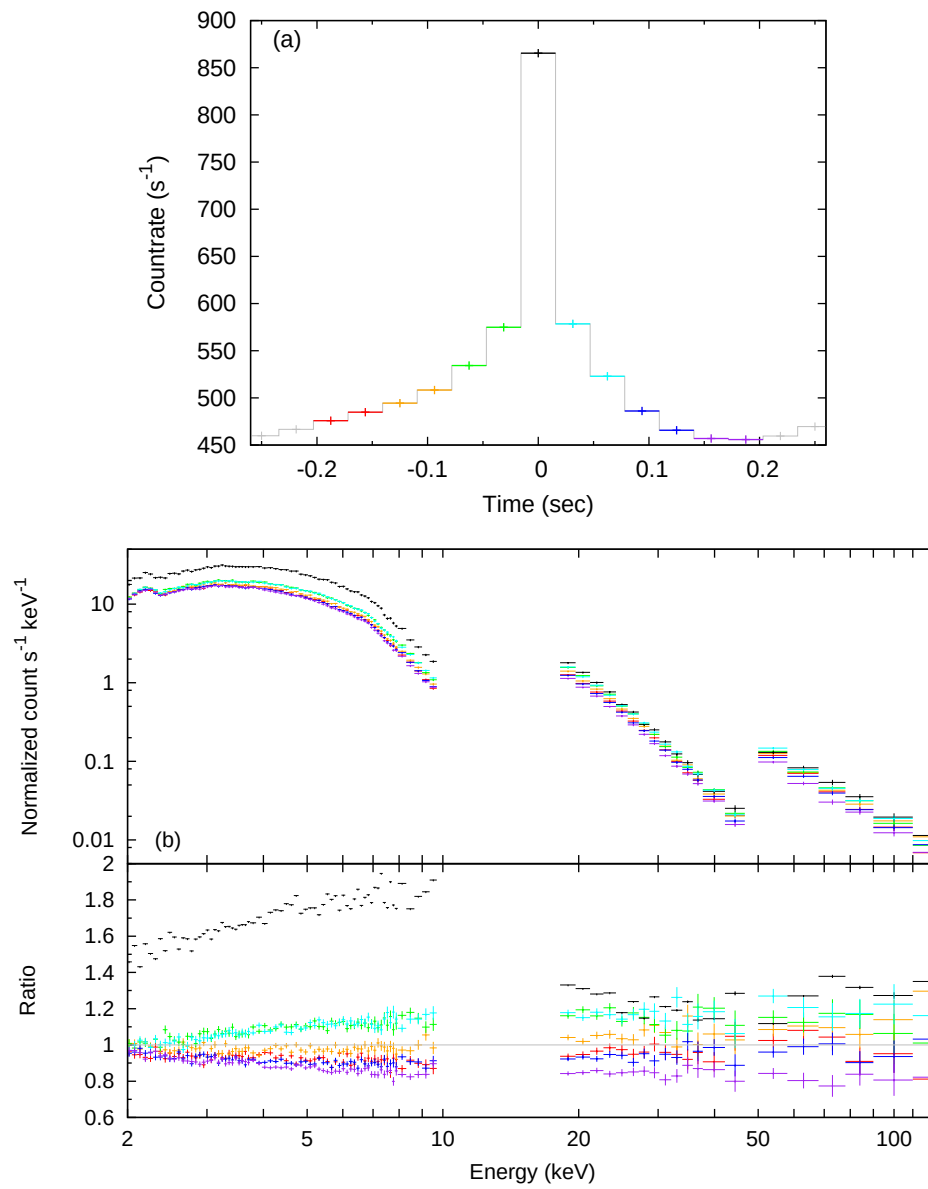


図 5.19: Shot 解析によるスペクトルの変動。色分けは (a) で示している時間帯に対応する。(b) の下図は時間平均スペクトルを基準とした時の比を示す。XIS のスペクトルは XIS3 Segment C のものを示している。

第6章 議論

Contents

6.1 広がった鉄輝線のような構造	82
6.1.1 反射モデルフィット	82
6.1.2 Disk-line モデルフィット	82
6.1.3 部分吸収モデルフィット	83
6.2 鉄構造の変動	86
6.2.1 DVF 法による変動の調査	86
6.2.2 すぐくの周期ごとに切り分けたスペクトルの変動	92
6.2.3 Disk-line モデルにおける鉄構造変動の解釈	97
6.2.4 部分吸収モデルにおける鉄構造変動の解釈	97
6.3 吸収体の変動の違い	98

タイプライター体の文字は XSPEC で使用されているスペクトルモデルの名称を示している。スペクトルモデルの詳細は付録 B を参照。

6.1 広がった鉄輝線のような構造

スペクトル解析の結果、5–8 keV 付近に広がった鉄輝線のような構造が見受けられた (図 5.4 左; 図 5.14)。この構造は様々なモデルにより説明されている (2.3.5 節を参照)。ここでは、反射モデル、disk-line モデル、部分吸収モデルを用いてモデルフィットを行った結果を示す。

6.1.1 反射モデルフィット

鉄の構造を反射モデルの立場から説明することを試みる。MCD の放射の一部が直接見えており、残りの光子は熱的/非熱的のハイブリッドコロナに入射し逆 Compton 散乱を受けて叩き上げられ、その成分が円盤の中心から遠い位置で反射されるという描像を考える。電離していない円盤による反射成分を表す `pexrav` を使い、`tbabs×(diskbb+pexrav+pexrav+gauss)×const` でフィッティングを行った。`diskbb` は変動しない成分 (5.4.2 節を参照) に固定し、`gauss` の幅は $\sigma = 0.2$ keV に固定した。スペクトルフィットの結果を図 6.1 に示す。鉄の構造が強く出ているため、`pexrav` の反射率を最大 ($rel_{\text{refl}} = 1$) にしてフィッティングを行ったが、モデルで予測される以上に鉄の構造が強いという結果が得られた。また、30 keV 以上の連続成分でも残差が見られた。換算カイ二乗は 6.61 (自由度 = 629) となり、このモデルではスペクトルフィットができないことが分かった。

6.1.2 Disk-line モデルフィット

続いて、鉄の構造を disk-line モデルの立場から説明することを試みる。MCD の放射の一部が直接見えており、残りの光子は熱的/非熱的のハイブリッドコロナに入射し逆 Compton 散乱を受けて叩き上げられ、その成分が相対論的に回転する円盤に反射されるという描像を考える。Blum et al. (2009) が本解析と同じデータ (XIS1+PIN) を用いて disk-line モデルフィットを行っているが、Blum et al. (2009) では GSO のスペクトルを用いておらず、また変動しない成分に相当する円盤からの放射をモデルに入れていないため、改めてモデルフィットを行った。モデルには、相対論的に回転している円盤からの蛍光鉄輝線を表す `kerrdisk` と、電離した円盤に反射した Compton 成分を表す `pexriv` に相対論的に回転している円盤での反射モデルを表す `kerrconv` を掛けたものを用いた。円盤成分を表すモデルは、相対論的に回転している MCD からの放射を表す `kerrbb` があるが、今回は変動しない成分を独立に入れることを目的としているため、`diskbb` を用いることにした。最終的なモデル表記は `tbabs×(diskbb+kerrdisk+kerrconv×(pexriv+pexriv))×const` となる。

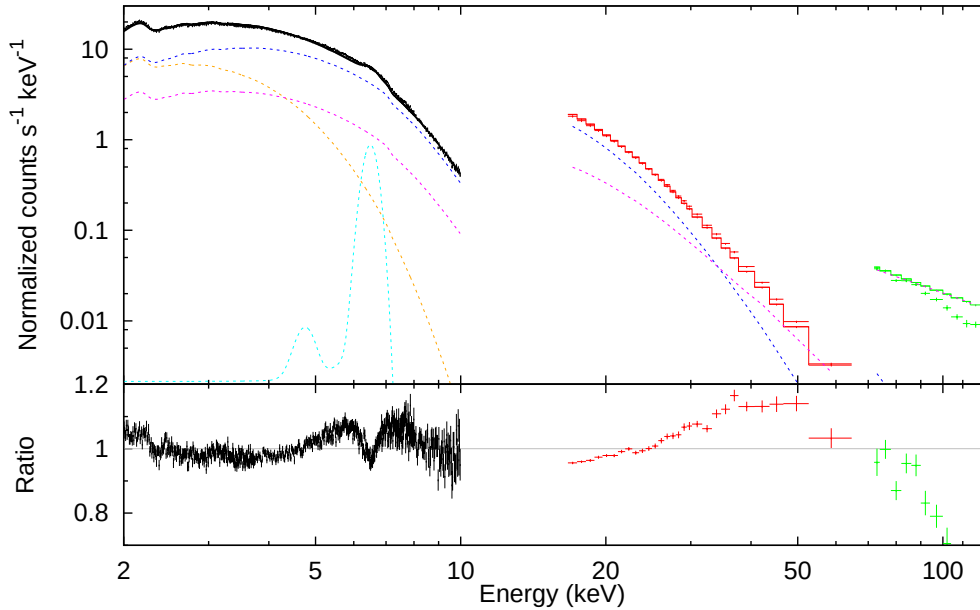


図 6.1: 反射モデルによるスペクトルフィット。オレンジが `diskbb`、青が熱的な `pexrav`、マゼンタが非熱的な `pexrav`、シアンが `gauss` を表す。

`diskbb` の規格化定数をそのままにしてフィッティングをしたところ、換算カイ二乗が 2.38 となり、主に 8–10 keV のあたりでモデルとの残差が大きく見られた。そこで、`diskbb` の強度を 7 割に減らしてフィッティングをしたところ、換算カイ二乗が 1.83 となり、改善が見られた。スペクトルフィットの結果を図 6.1 と表 6.2 に示す。変動しない成分の強度を減らさないとフィットがあわないという問題点はあるが、時間平均スペクトルを `disk-line` モデルで説明することができた。

6.1.3 部分吸収モデルフィット

最後に、鉄の構造を部分吸収モデルの立場から説明することを試みる。MCD の放射の一部が直接見えており、残りの光子は熱的/非熱的のハイブリッドコロナに入射し逆 Compton 散乱を受けて叩き上げられ、この放射領域が X 線吸収体に部分的に覆い隠される、という描像を考える。変動しない成分を加えた `diskbb+cutoffpl+pegpwrlw` の成分のうち、 $100\alpha\%$ が吸収体に入射し、残りの $100(1-\alpha)\%$ が直接届くとする。この α をカバリングファクターをよぶ。吸収体の影響をモデルに組み込むにあたり、Miyakawa et al. (2009) によって計算されたモデルテーブルを用いた。このモデルテーブルは、吸収体の組成が太陽組成と同じであり、電離スペクトルのベギが 2.0 であるという仮定の下で XSTAR (Kallman et al. 2004) を用いて作られたものであり、フリーパラメータとして柱

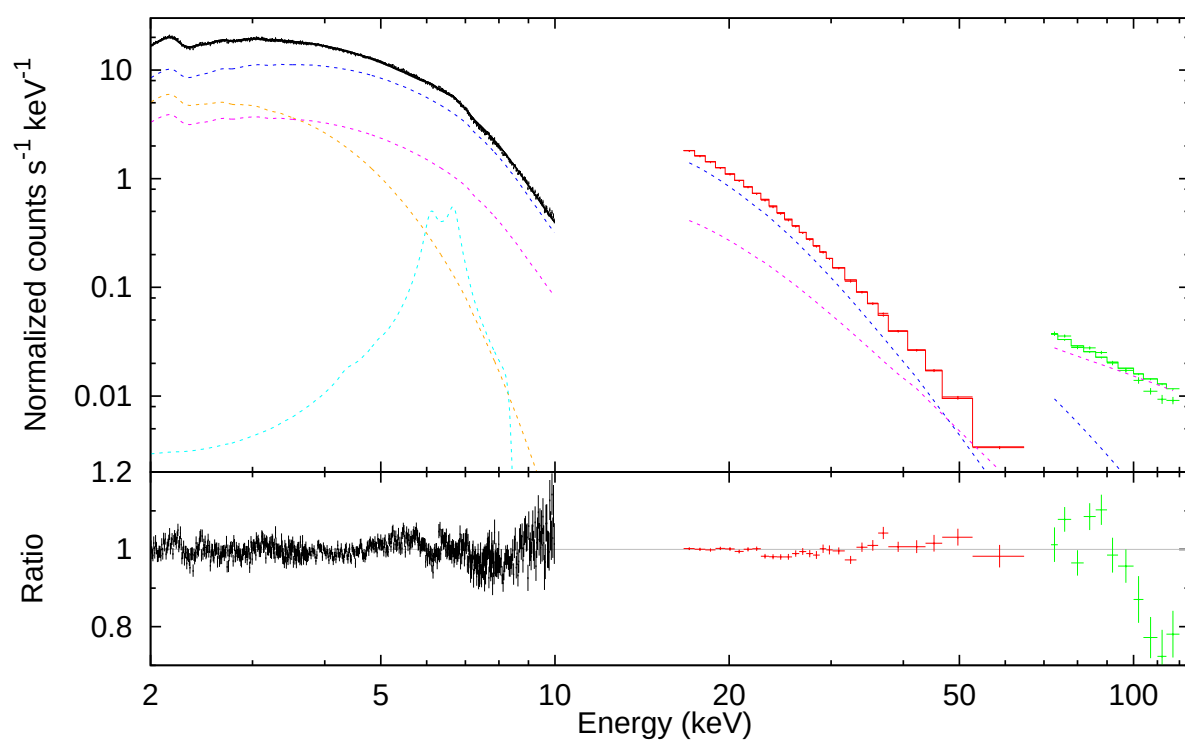


図 6.2: Disk-line モデルによるスペクトルフィット。オレンジが `diskbb`、青が熱的な `pexriv` に `kerrconv` がかった成分、マゼンタが非熱的な `pexriv` に `kerrconv` がかった成分、シアンが `kerrdisk` を表す。

表 6.1: Disk-line モデルフィットのパラメータ

星間吸収 (tbabs)	柱密度 N_H ($\times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$)	$6.46^{+0.02}_{-0.01}$
MCD (diskbb)	内縁温度 T_{in} (eV)	825 (固定)
	規格化定数 *2	434 (固定)
熱的 Compton (pexriv)	光子指数 Γ	$1.531^{+0.002}_{-0.005}$
	カットオフエネルギー E_c (keV)	$17.78^{+0.19}_{-0.06}$
	反射率 rel_{refl}	$0.72^{+0.01}_{-0.03}$
	見込み角 $\cos i$	0.342 (固定)
	規格化定数 *3	$1.51^{+0.03}_{-0.02}$
非熱的 Compton (pexriv)*4	光子指数 Γ	$2.09^{+0.01}_{-0.10}$
	カットオフエネルギー E_c (keV)	0 (固定)*5
	規格化定数 *3	$0.861^{+0.008}_{-0.106}$
円盤の反射 (kerrdisk)	輝線の中心エネルギー E_l (keV)	6.4 (固定)
	emissivity index	1.46 ± 0.05
	スピンパラメータ	$0.9980^{+0.0000}_{-0.0002}$
	規格化定数 *6	$1.13^{+0.07}_{-0.06} \times 10^{-2}$
換算カイ二乗		1.83 (自由度 = 628)

*1 誤差はすべて 90% の不確定性を表す。

*2 内縁半径を r_{in} , 天体までの距離を D , 円盤の見込み角度を i としたときの $\left(\frac{r_{\text{in}}/\text{km}}{D/10\text{kpc}}\right)^2 \cos i$

*3 反射がない時の 1 keV での光子数 $\text{keV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

*4 $E_c = 0$ とすると折れ曲がりのないべき関数型成分となる

*5 表記していないパラメータは熱的 Compton の pexriv と同じ

*6 輝線中の光子数 $\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

*7 kerrconv のパラメータは kerrdisk と同じ

密度 N_H 、電離度 $\log \xi$ 、赤方偏移 z を指定することで吸収体を通過した後のスペクトルを出力することができる。

スペクトルフィットの結果を図 6.2 と表 6.3 に示す。上述のスペクトルモデルだけでは 6.4 keV 付近に輝線の構造が残ったため、蛍光鉄輝線が見えていると解釈して幅の狭い gauss を入れた。円盤からの反射成分の有無を調べるために、cutoffpl と pegpwrlw の代わりに pexrav を用いてフィッティングを行ったが、反射率は $0^{+0.003}$ となり、反射成分が有意に検出されなかった¹。最終的なモデル表記は `tbabs*((partcov*ntable{モデルテーブル名})*(diskbb+cutoffpl+pegpwrlw)+`

¹誤差は 90% の不確定性を表す

gauss) $\times$ const となる。結果として、時間平均スペクトルを部分吸収モデルで説明することができた。

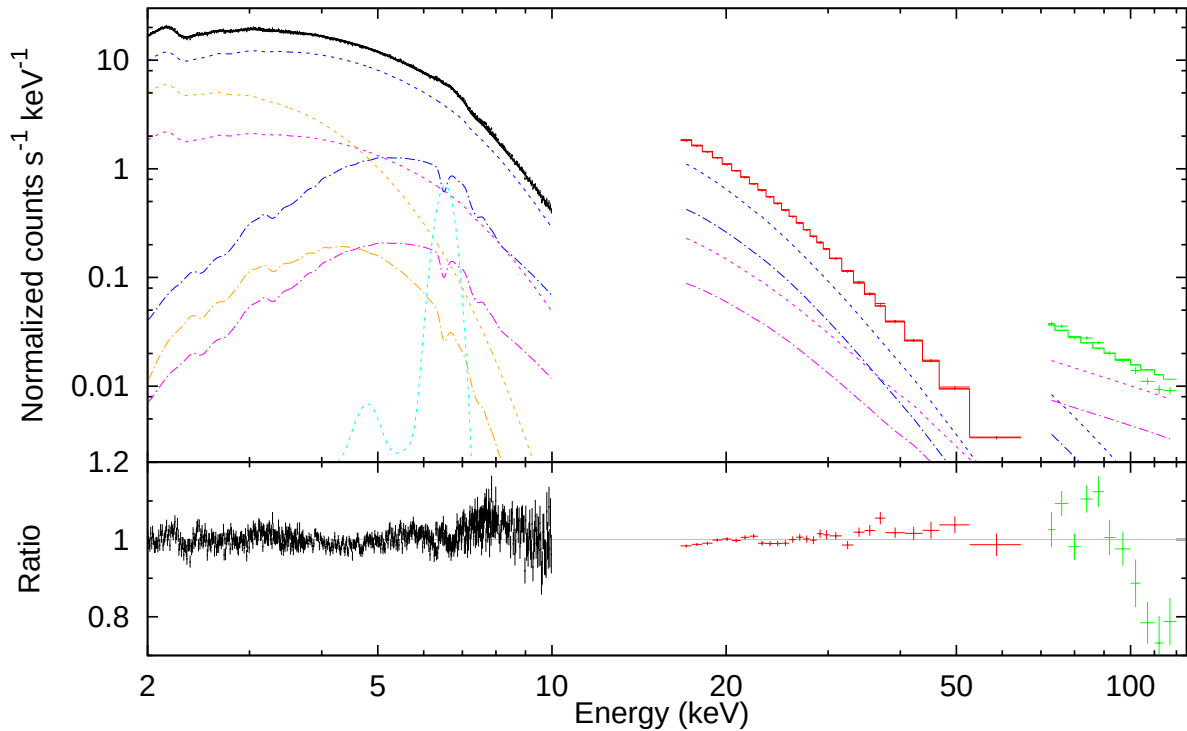


図 6.3: 部分吸収モデルによるスペクトルフィット。オレンジが diskbb、青が cutoffpl、マゼンタが pegpwlw、シアンが gauss を表す。点線は吸収体を通らずに届く成分、破線は吸収体を通ってきた成分を表す。

6.2 鉄構造の変動

ここまで見たように、時間平均スペクトルのモデルフィットは disk-line モデルと部分吸収モデルで説明することができ、これだけでは GRS 1915+105 の広がった鉄輝線のような構造に対してどちらかのモデルを棄却することはできない。そこで、鉄構造の時間変動に着目することで、どちらのモデルがより妥当か考察する。

6.2.1 DVF 法による変動の調査

中心部に $10^6 M_{\odot}$ 程度の超巨大ブラックホールがあると考えられているセイファート銀河 MCG-6-30-15 では、 $\sim 10^4$ 秒の時間スケールで見た時に鉄構造のあたりで変動率が下がっていることが報告

表 6.2: 部分吸収モデルフィットのパラメータ

星間吸収 (tbabs)	柱密度 N_H ($\times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$)	6.47 ± 0.05
MCD (diskbb)	内縁温度 T_{in} (eV)	825 (固定)
	規格化定数 *2	620 (固定)
熱的 Compton (cutoffpl)	光子指数 Γ	$1.68^{+0.03}_{-0.02}$
	カットオフエネルギー E_c (keV)	$19.7^{+0.3}_{-0.5}$
	規格化定数 *3	3.2 ± 0.2
非熱的 Compton (pegpwlw)	光子指数 Γ	2.02 ± 0.06
	規格化定数 *4	$4.6^{+0.7}_{-0.6} \times 10^3$
部分吸収	柱密度 N_H ($\times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$)	$88.6^{+7.5}_{-1.4}$
	電離度 $\log \xi$	2.50 ± 0.04
	カバリングファクター	$0.301^{+0.010}_{-0.007}$
鉄輝線 (gauss)	中心エネルギー E_l (keV)	6.55 ± 0.02
	幅 σ (keV)	0.2 (固定)
	規格化定数 *5	$7.0^{+0.5}_{-0.3} \times 10^{-3}$
換算カイ二乗		1.78 (自由度 = 626)

*1 誤差はすべて 90% の不確定性を表す。

*2 内縁半径を r_{in} , 天体までの距離を D , 円盤の見込み角度を i としたときの $\left(\frac{r_{\text{in}}/\text{km}}{D/10\text{kpc}}\right)^2 \cos i$

*3 1 keV での光子数 $\text{keV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

*4 2–100 keV でのフラックス $\times 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

*5 輝線中の光子数 $\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

されている (図 6.4; Matsumoto et al. 2003)。また、狭輝線セイファート 1 型銀河 1H 0707–495 に対して DVF 法を適用したところ、同じように鉄構造付近で変動率が低下することが分かった (図 6.5)。このような AGN のスペクトル変動は部分吸収モデルによって以下のように説明される (Miyakawa et al. 2012; Mizumoto et al. 2014)。X 線放射領域の明るさは観測期間中には大きく変化せず、内部構造を持つ吸収体のカバリングファクターのみが変わるという状況を考える。この時、連続成分の強度と鉄構造の強度の変動はともに、カバリングファクターの変動のみに依存する。すなわち、カバリングファクターが $\sim 10^4$ 秒で変化することで、連続成分の強度と鉄構造の強度が相関を持って変わるため、DVF 法で変動が浮かび上がる。同様に、もし GRS 1915+105 の鉄構造の変動と AGN の変動がブラックホール質量で規格化した時間スケールに比例するとすれば、0.1–0.01 秒程度で鉄構造付近の変動率が下がるはずである。そこで、DVF 法により GRS 1915+105 の鉄構造付近の変動率が変化しているかどうかを調べた。

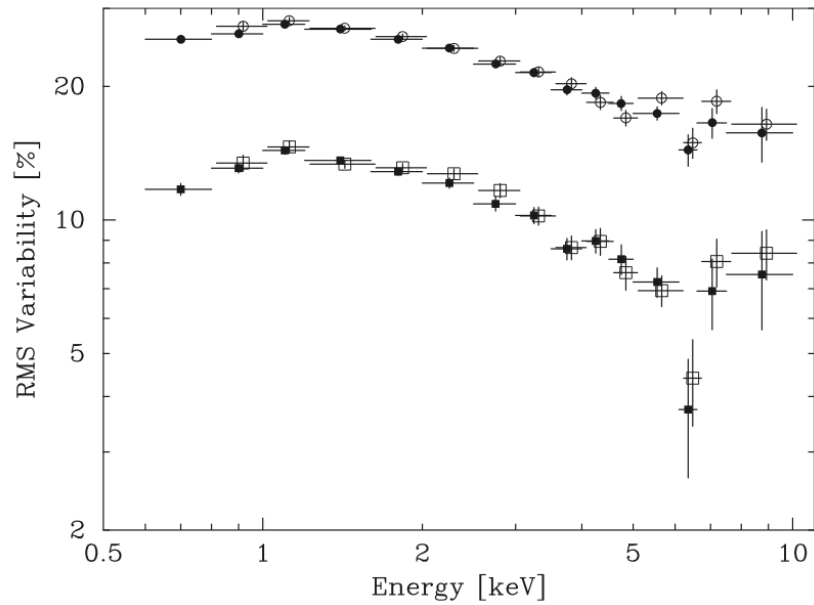


図 6.4: MCG-6-30-15 の Root Mean Square (RMS) スペクトル (Matsumoto et al. 2003)。丸点は 1 ビンが 1.8×10^5 秒の場合、四角点は 1 ビンが 2.3×10^4 秒の場合を表す。

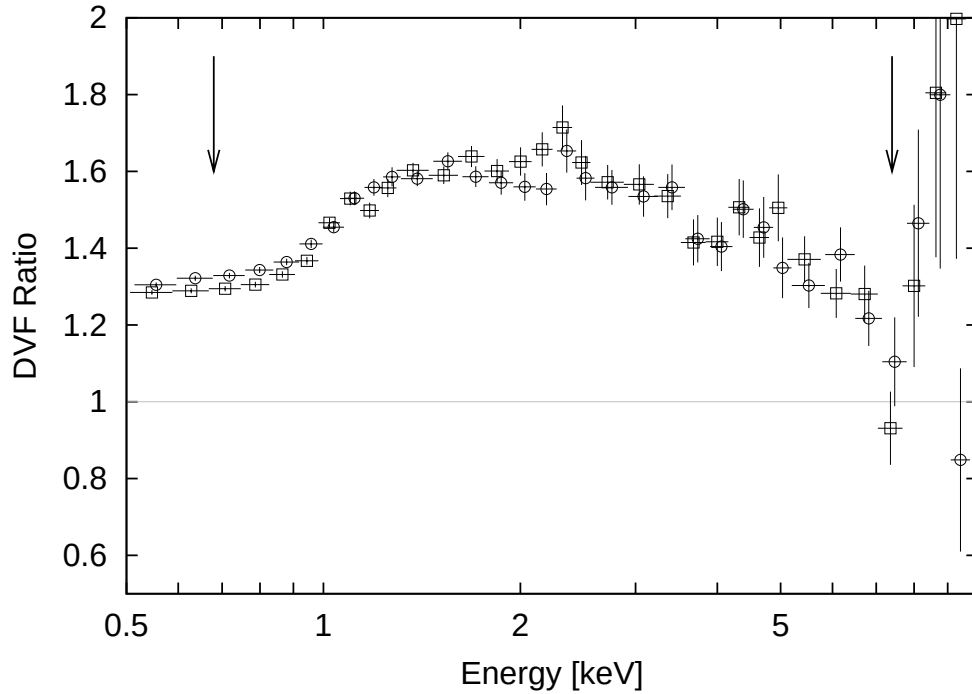


図 6.5: 狭輝線セイファート 1 型銀河 1H 0707-495 のスペクトル変動。縦軸は、DVF 法で明るいスペクトルを暗いスペクトルで割った値を示す。丸点は 1 ビンが 8.2×10^3 秒の場合、四角点は 1 ビンが 5.1×10^3 秒の場合を表す。矢印で示しているところで変動率が下がっている。観測データは、2010 年 9 月 13 日から 19 日の間に XMM-Newton 衛星で取得されたものを用いた。

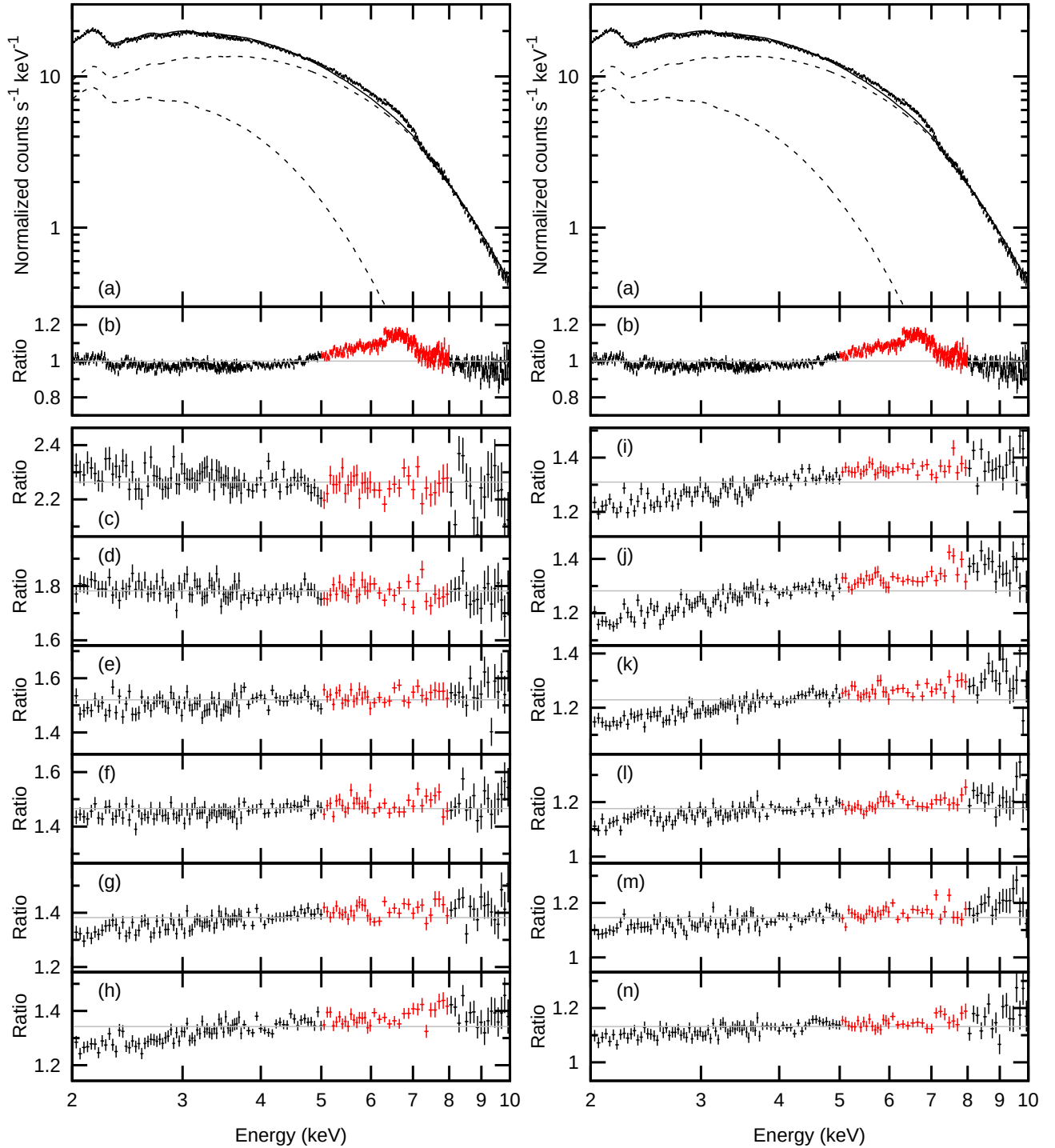


図 6.6: (a) XIS1 で取得したスペクトルと図 5.14 (c) で示した $diskbb+cutoffpl$ のモデル。(b) スペクトルとモデルとの比。(c)–(n) DVF 法で計算した明るいスペクトルと暗いスペクトルとの比。モデルからの残差が見られる 5–8 keV の範囲を赤で示す。灰色の線は比の値の平均値を示す。代表して XIS0 Segment B のものを載せている。(c) は $\Delta T = 0.008$ 秒、(d) は $\Delta T = 0.016$ 秒、(e) は $\Delta T = 0.031$ 秒、(f) は $\Delta T = 0.039$ 秒、(g) は $\Delta T = 0.063$ 秒、(h) は $\Delta T = 0.086$ 秒、(i) は $\Delta T = 0.125$ 秒、(j) は $\Delta T = 0.172$ 秒、(k) は $\Delta T = 0.25$ 秒、(l) は $\Delta T = 0.35$ 秒、(m) は $\Delta T = 0.50$ 秒、(n) は $\Delta T = 0.70$ 秒の時を表す。

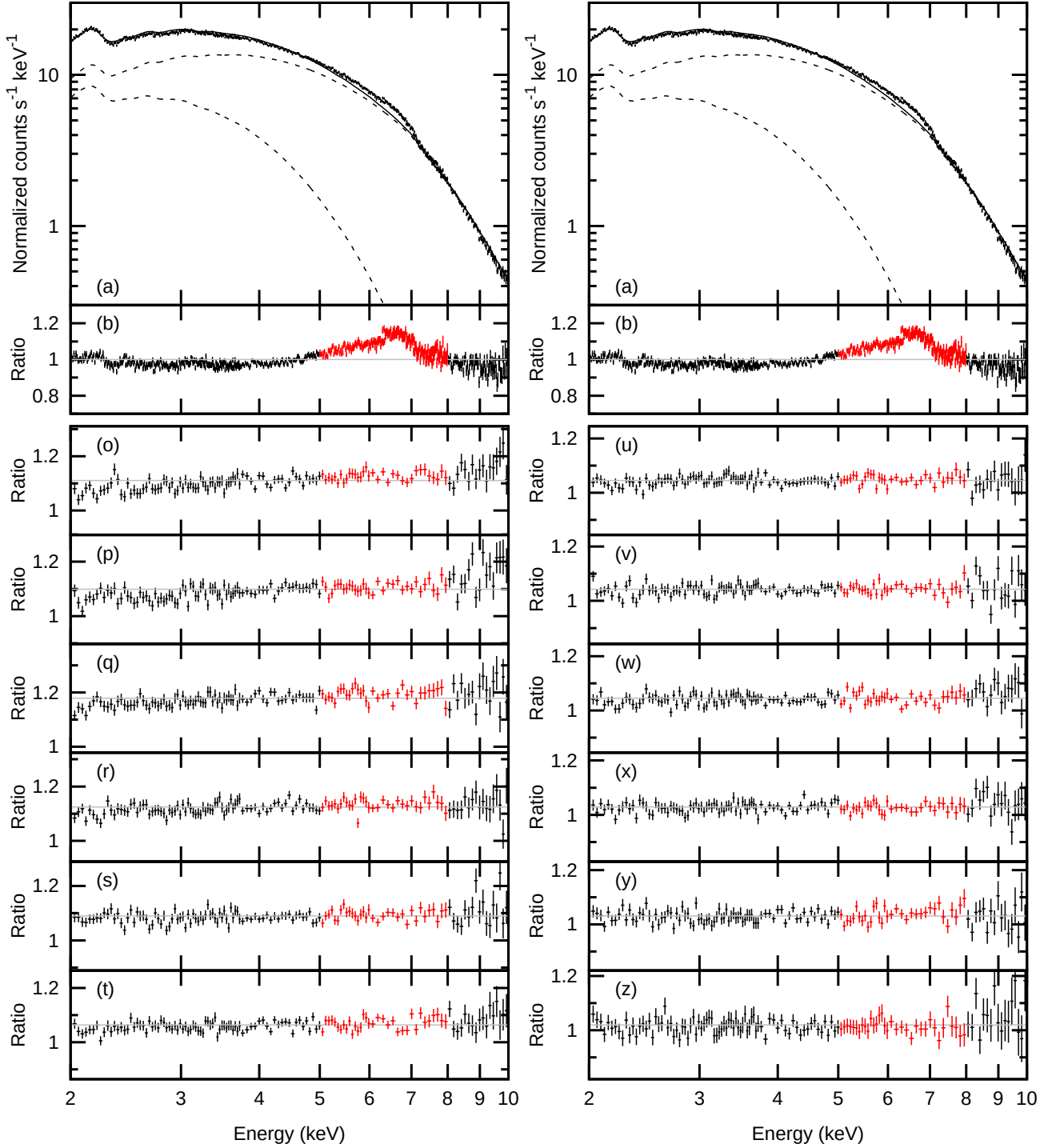


図 6.6: Continued.

(o) は $\Delta T = 1$ 秒、(p) は $\Delta T = 1.4$ 秒、(q) は $\Delta T = 2$ 秒、(r) は $\Delta T = 4$ 秒、(s) は $\Delta T = 8$ 秒、(t) は $\Delta T = 16$ 秒、(u) は $\Delta T = 32$ 秒、(v) は $\Delta T = 64$ 秒、(w) は $\Delta T = 128$ 秒、(x) は $\Delta T = 256$ 秒、(y) は $\Delta T = 512$ 秒、(z) は $\Delta T = 1024$ 秒の時を表す。 $\Delta T \geq 2$ 秒からは XIS1 で取得したものを載せている。

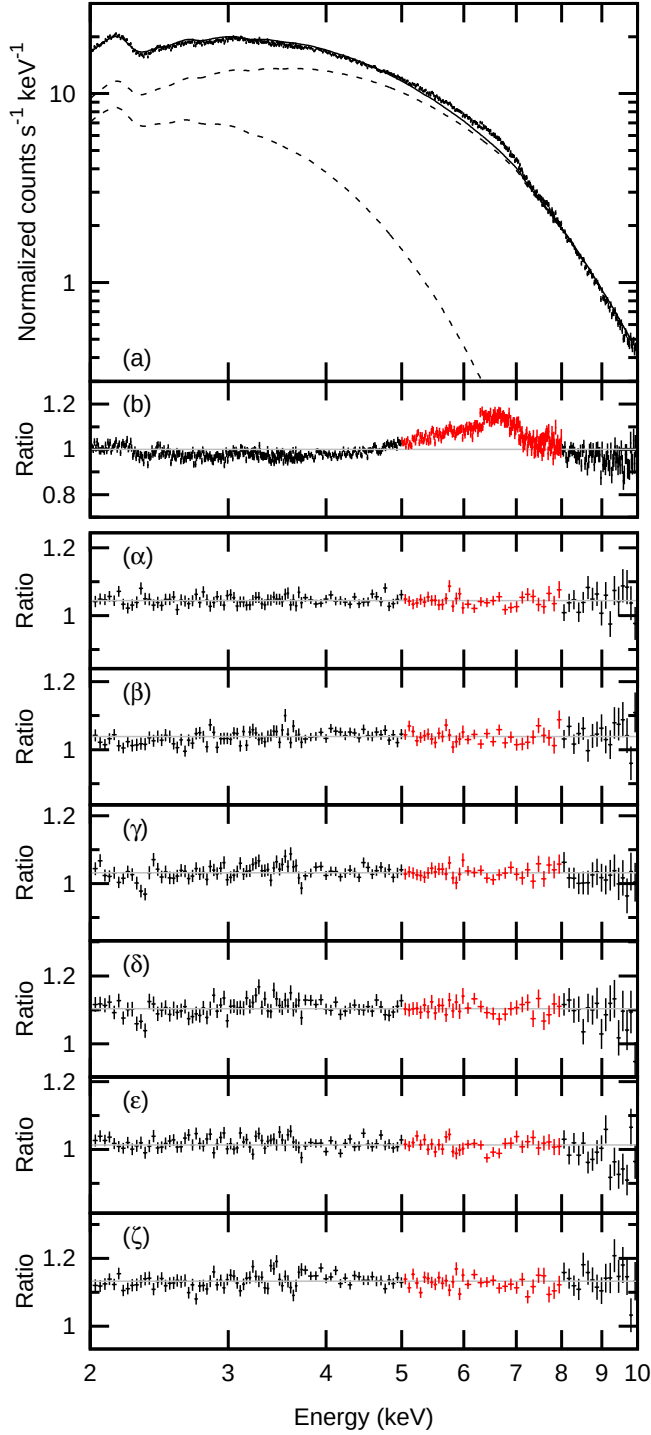


図 6.6: Continued.

(α) は $\Delta T = 5760$ 秒、(β) は $\Delta T = 11520$ 秒、(γ) は $\Delta T = 17280$ 秒、(δ) は $\Delta T = 23040$ 秒、(ε) は $\Delta T = 28800$ 秒、(ζ) は $\Delta T = 63360$ 秒の時を表す。

図 6.6 に、 $\Delta T = 0.008$ 秒から $\Delta T = 63360$ 秒までの広い時間スケールで DVF 法を適用し、明るいスペクトルを暗いスペクトルで割ってスペクトル変動を見たものを示す。広がった鉄輝線のような構造を示す 5–8 keV の範囲は赤で示している。結果として、 $0.008 \text{ 秒} \leq \Delta T \leq 63360 \text{ 秒}$ のどの時間スケールでも、AGN で見られるような変動率の低下は見受けられないことが明らかになった。これは、GRS 1915+105 の鉄構造の変動は AGN とは異なることを意味している。AGN では、連続成分の強度と鉄構造の強度が相関を持って変わるため、DVF 法で変動が浮かび上がると考えられている。すなわち、GRS 1915+105 で鉄構造の変動率の低下が見られなかったということは、(1) $0.008 \text{ 秒} \leq \Delta T \leq 63360 \text{ 秒}$ で鉄の構造が変動していない、すなわち連続成分と完全に連動しているか、(2) 鉄の構造は変動しているが、連続成分とは相関なく変動しているため DVF 法では変動が見えない、という 2 つの可能性のどちらかであると考えられる。

6.2.2 すざくの周期ごとに切り分けたスペクトルの変動

そこで、鉄の構造が変動しているかどうかを以下の手順で調べた。まず、XIS1 で取得されたスペクトルをすざくの周期 ($\simeq 6 \times 10^3$ 秒) ごとに切り出し、計 22 個のスペクトルに分割した。次に、XIS1 の時間平均スペクトルを `tbabs×pegpwlw` でフィットして連続成分のモデルを作成し、そのモデルを定数倍だけ変えて周期ごとのスペクトルにフィットした。ここで、スペクトルフィットは鉄の構造が影響しない 2–5, 8–10 keV を用いた。続いて、スペクトルと連続成分との比を計算し、鉄の構造の形状を抽出した。このようにして得られた鉄構造の形状を図 6.7 に示す。数千秒の時間スケールで鉄構造が変動していることが分かる。そこで、連続成分と鉄構造の変動を定量的に調べるために、一つ一つのスペクトルに対してモデルフィットを行った。まず、disk-line モデルを考えて、連続成分の変動と鉄輝線構造の等価幅の変動の様子を図 6.8 (上) に示す。また、その時の連続成分と等価幅の相関を図 6.8 (下) に示す。連続成分と等価幅がともに変動しており、両者の間に相関がないことが分かる。次に、部分吸収モデルを考えて、6.1.3 節で求めた部分吸収モデルでのベストフィットのうち、全体のノーマライゼーションとカバリングファクターだけを変動させてフィットさせたときの連続成分の変動とカバリングファクターの変動の様子を図 6.9 (上) に示す。また、その時の連続成分とカバリングファクターの相関を図 6.9 (下) に示す。こちらの場合も、連続成分とカバリングファクターがともに変動しており、両者の間に相関がないことが分かる。よって、6.2.1 節の最後に挙げた 2 つの可能性のうち、鉄の構造は変動しているが、連続成分とは相関なく変動しているため DVF 法では変動が見えないという可能性が残ることが分かった。

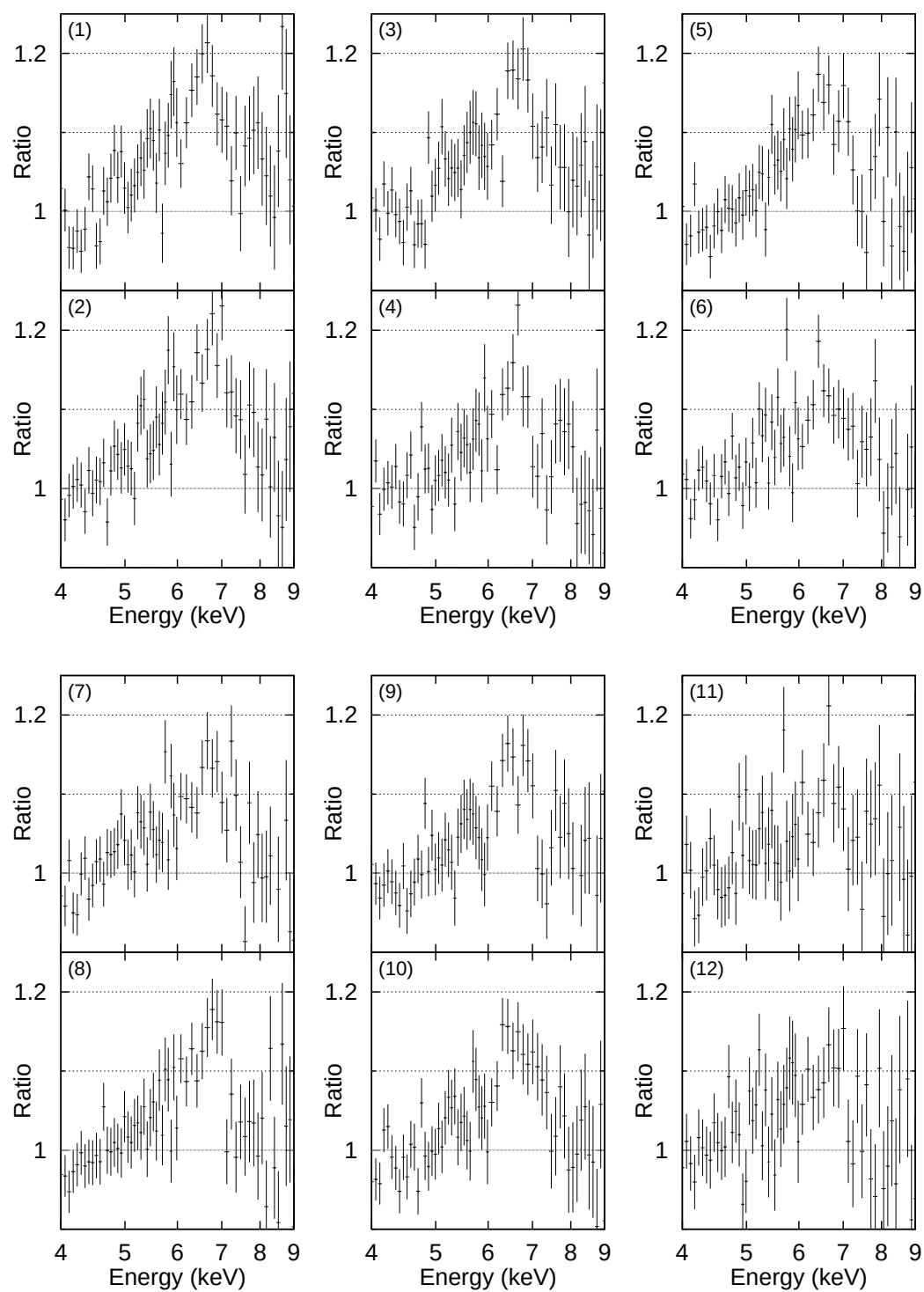


図 6.7: すざくの周期ごとの鉄構造。連続成分に対する鉄構造の比を示している。そのため、鉄輝線構造が強調された表示になっていることに注意。括弧内の数字はすざくの周期を示す。

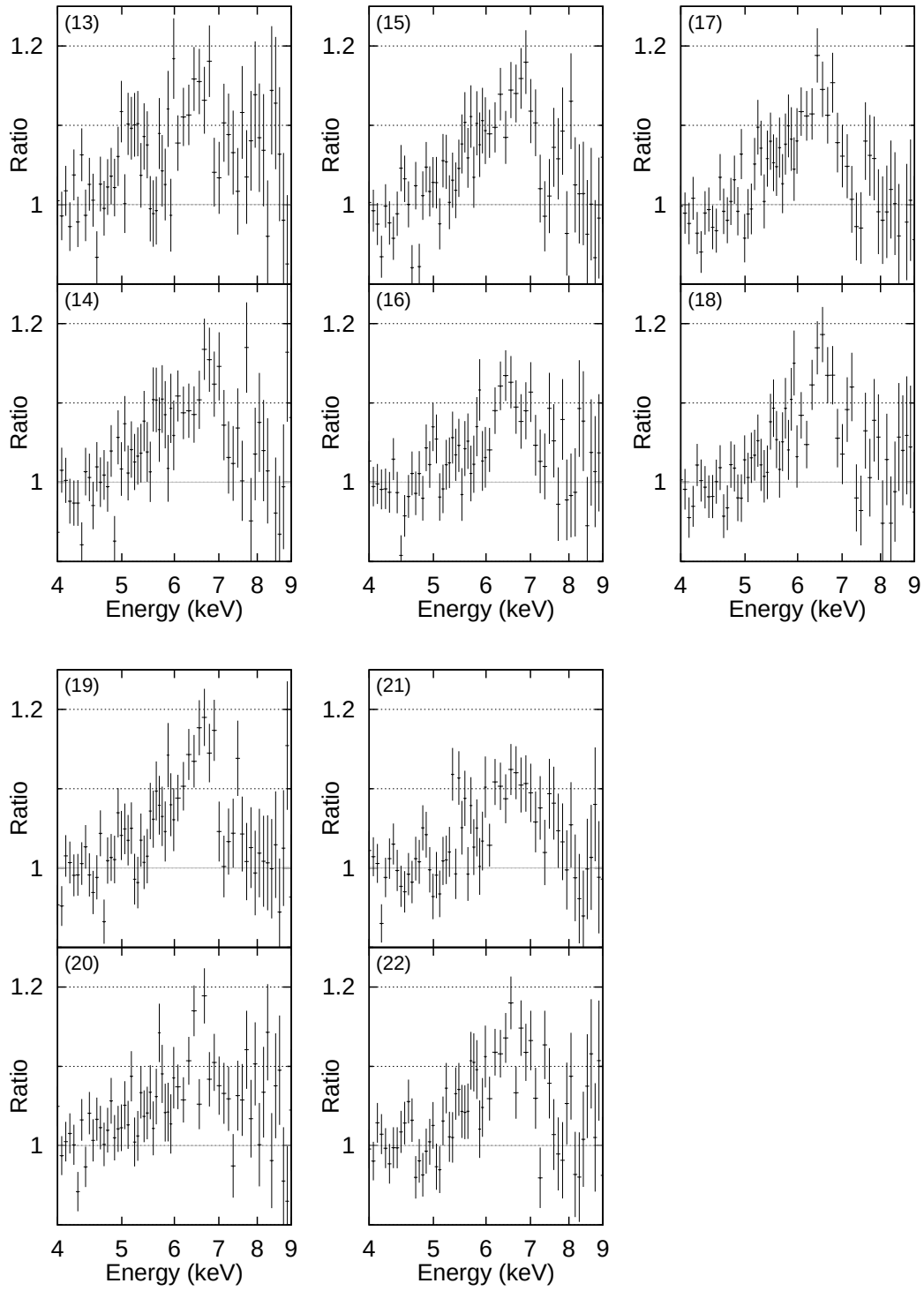


図 6.7: Continued.

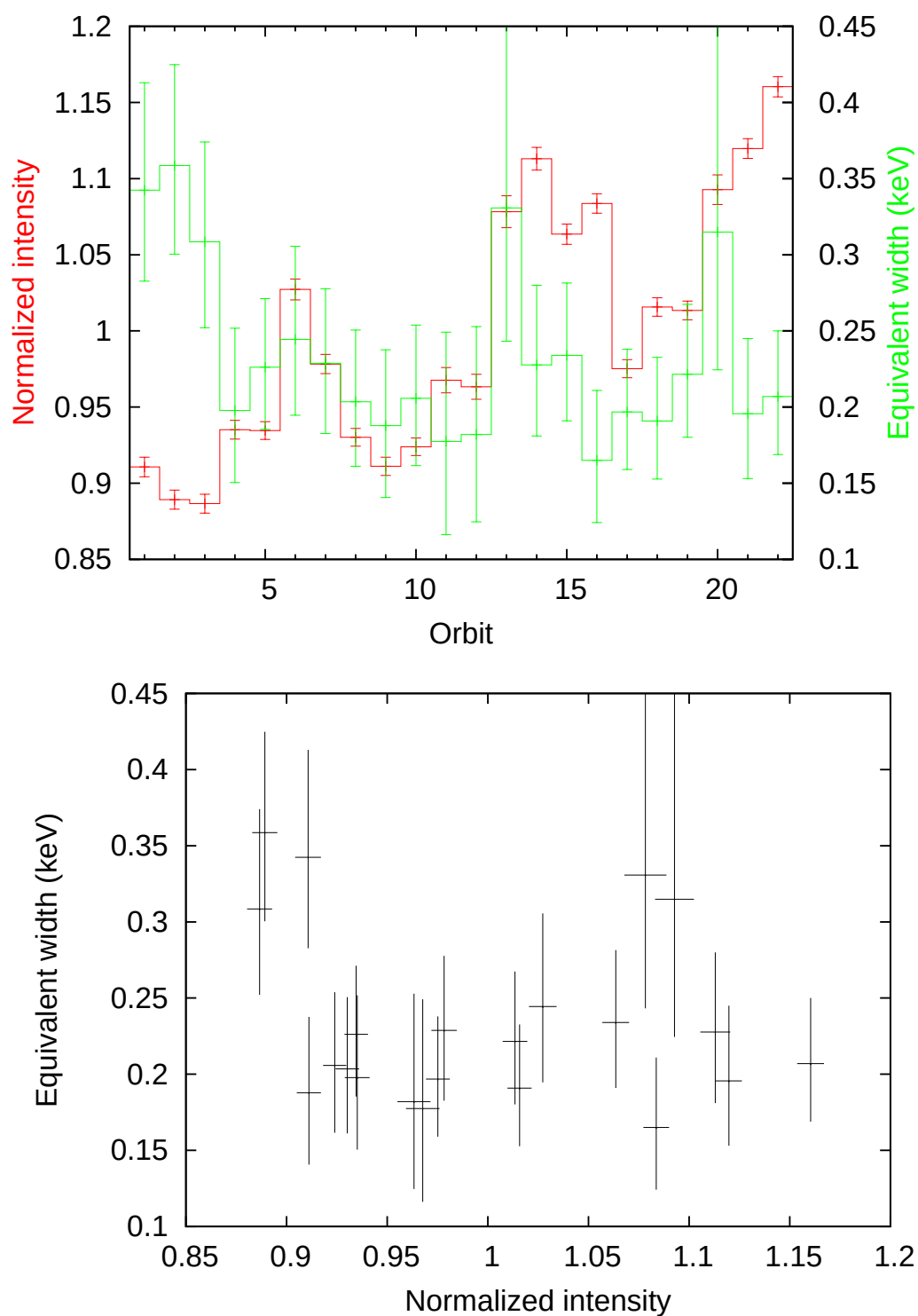


図 6.8: (上) すざくの周期ごとのスペクトルの明るさと等価幅の変動。(下) スペクトルの明るさと等価幅との相関。エラーバーは 90% の不確定性を表す。

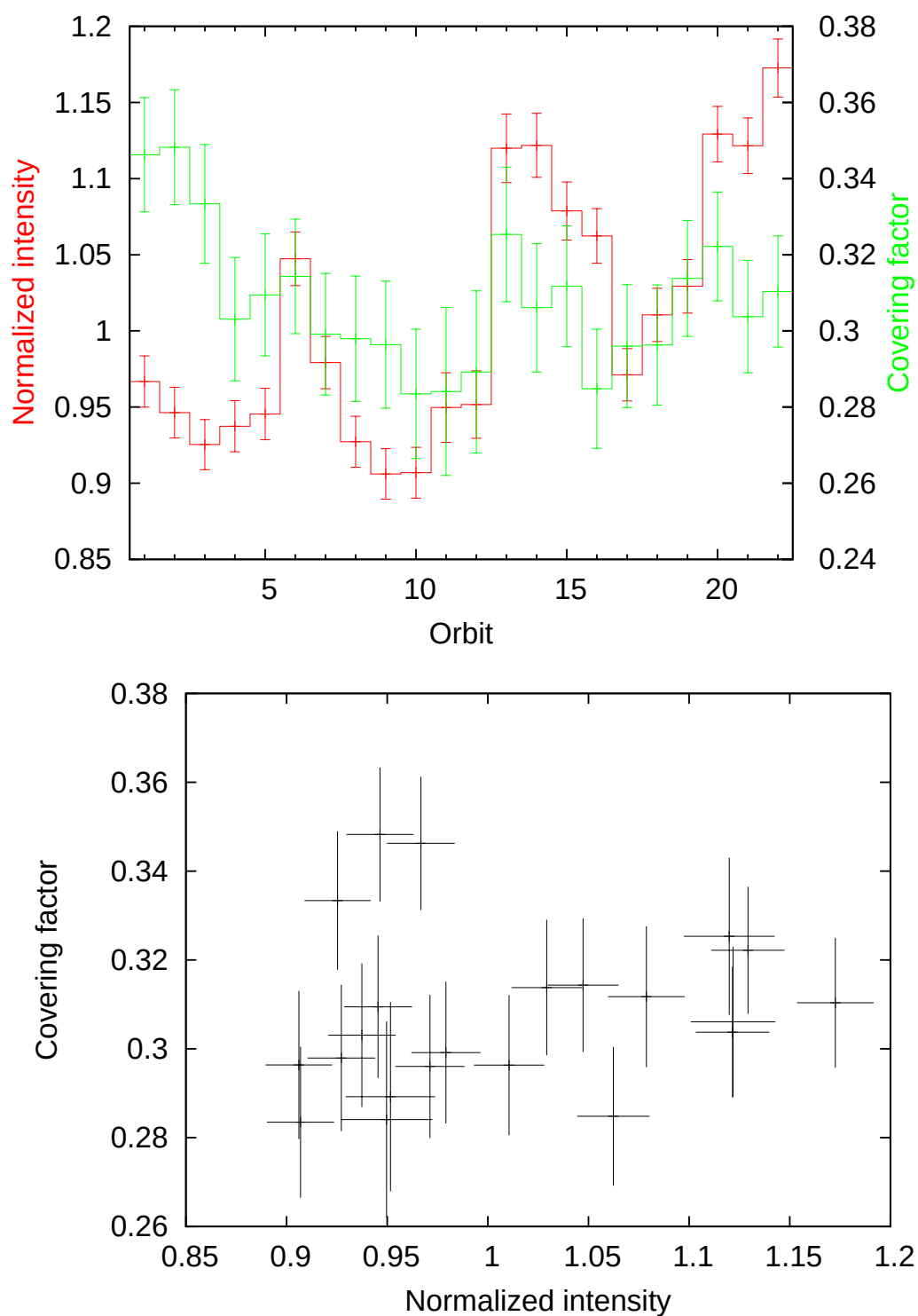


図 6.9: (上) すざくの周期ごとのスペクトルの明るさとカバリングファクターの変動。(下) スペクトルの明るさとカバリングファクターとの相関。エラーバーは 90% の不確定性を表す。

6.2.3 Disk-line モデルにおける鉄構造変動の解釈

前節で示した鉄構造の変動を disk-line モデルで説明できるかどうかを考える。Disk-line モデルでは、鉄構造はブラックホール中心のごく近傍 ($\sim$ 数 r_s) での円盤からの反射によって作られる (see, e.g. Tanaka et al. 1995)。この時、鉄構造の形状や強度は、円盤とコンパクトなコロナ雲との間の距離の変動によって決定され、この変動の時間スケールは数ミリ–数十ミリ秒程度である (図 6.10; Miniutti & Fabian 2004)。すなわち、鉄構造の形状や強度は連続成分の変動に数ミリ–数十ミリ秒で追従すると考えられる。しかし、図 6.8 より、鉄構造の強度は数千秒のスケールで連続成分とは無関係に変動している。この変動を説明するためには、たとえば数千秒で円盤の状態が変動している状況や、数千秒で円盤とコロナ雲の距離の平均値が変動している状況などを考えないといけないが、このような時間スケールをブラックホールの近傍で発生させる物理機構は知られていない。よって、鉄構造の変動を disk-line モデルで説明しようとする、ブラックホール近傍の典型的な時間スケールよりもはるかに長い時間スケールを導入する必要がある。

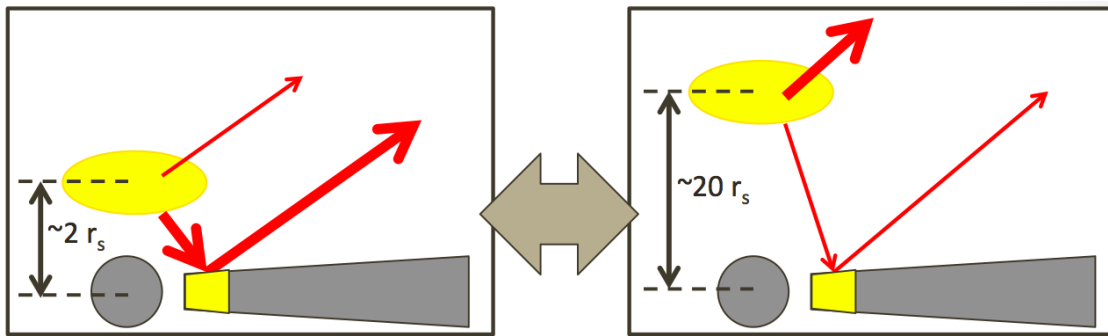


図 6.10: Disk-line モデルにおける変動の模式図。コロナ雲が円盤に近いほど鉄構造は強く、円盤から遠いほど鉄構造は弱くなる。

6.2.4 部分吸収モデルにおける鉄構造変動の解釈

続いて、鉄構造の変動を部分吸収モデルで説明できるかどうかを考える。部分吸収モデルを考えた時に、モデルフィットのパラメータから吸収体の位置に制限を付けることができる。吸収体の電離度 ξ は、 L を吸収を受ける前の天体の光度、 n を吸収体の数密度、 r を天体からの距離とすると $\xi = L/nr^2$ と表される。ここで、吸収体の存在している区間 Δr が天体からの距離 r と同じオーダー

だとすると、吸収体の位置は

$$\begin{aligned}
 r &= \frac{L}{\xi(nr)} \\
 &\sim \frac{L}{\xi(n\Delta r)} \\
 &= \frac{L}{\xi N_H}
 \end{aligned} \tag{6.1}$$

と表される (see, e.g. Ueda et al. 2009)。ここで N_H は吸収体の柱密度を表す。GRS 1915+105 までの距離を 12.5 kpc とすると (Rodriguez et al. 1995)、6.1.3 節のスペクトルフィットの結果から $L = 2.5 \times 10^{38} \text{ erg s}^{-1}$ 、 $\xi = 10^{2.5}$ 、 $N_H = 9 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ を式 (6.1) に代入して、 $r \sim 10^{11.5} \text{ cm} \sim 10^5 r_s$ となる。この距離は、熱駆動型アウトフローで期待される吸収体の位置と合致している (Begelman et al. 1983; Ueda et al. 2009; Woods et al. 1996)。また、 $10^5 r_s$ という距離をケプラー運動に焼き直すと $\sim 5 \times 10^4$ 秒となるため、吸収体が視線を横切る時間スケールはこれより短くなることを考えると、鉄構造の変動が確認された数千秒の時間スケールが説明できる。加えて、部分吸収モデルの場合、連続成分の明るさとカバリングファクターが独立に変動することは自然なことである。よって、部分吸収モデルでは、鉄構造の変動を矛盾なく説明することができる。

図 6.9 より、カバリングファクターの値は 0.3 を中心に 1 割程度変動をしている。よって、X 線源を覆い隠す吸収体の個数は $(10\%)^{-2} = 100$ 個程度であると推測される。100 個の吸収体によって X 線源の 30% が覆い隠されるため、一つ一つの吸収体の断面積は X 線源の 1/300 程度であると考えられる。仮にコロナ雲の直径が $20 r_s$ 程度だとすると、一つの吸収体の直径は $1 r_s$ 程度になる。この程度の大きさの吸収体が視線上に 100 個ほどあると考えると、GRS 1915+105 の鉄構造の変動を説明することができる。

6.3 吸収体の変動の違い

今回の解析により、ブラックホール連星の「広がった鉄輝線のような構造」も、AGN と同様に部分吸収モデルで矛盾なく説明できることが分かった。表 6.3 は、ブラックホール連星と AGN の各パラメータを比較したものである。光度や連続成分の変動はブラックホール質量で規格化されているのに対し、吸収体の位置や変動はブラックホール質量で規格化されておらず、このために DVF 法でのスペクトル変動の見え方が違ったと理解できる。

AGN とブラックホール連星で吸収体の電離度 ξ と数密度 n が同程度であると仮定する。すると、電離度の定義 $\xi = L/nr^2$ から、

$$r \sim L^{1/2} \sim M^{1/2} \tag{6.2}$$

表 6.3: ブラックホール連星と AGN の比較

	AGN ^{*1}	ブラックホール連星	比 ^{*2}
ブラックホール質量 (M)	$\sim 10^6 M_\odot$	$\sim 10 M_\odot$	10^5
光度 (L)	$\sim 10^{44} M \text{ erg s}^{-1}$	$\sim 10^{39} M \text{ erg s}^{-1}$	10^5
連続成分の変動	$\sim 10^{5-6}$ 秒	$\sim 10^{0-1}$ 秒	10^5
吸収体の位置 (r)	$\sim 10^{14} \text{ cm}$ ($500 r_s$)	$\sim 10^{11.5} \text{ cm}$ ($10^5 r_s$)	$10^{2.5}$
吸収体の変動 (T_{absorber})	$\sim 10^4$ 秒	$\sim 10^3$ 秒	10^1

^{*1} AGN として 1H 0707-495 の値を用いた (Mizumoto et al. 2014)。

^{*2} AGN のパラメータを ブラックホール連星のパラメータで割った値を示している。

となる。また、吸収体の視線方向に垂直な速度を v とすると、吸収体の変動は

$$T_{\text{absorber}} \sim \frac{r}{v} \sim r \left(\frac{r}{M} \right)^{1/2} \sim r^{3/2} M^{-1/2} \sim M^{3/4} \cdot M^{-1/2} \sim M^{1/4} \quad (6.3)$$

となる。これらの式において、ブラックホール質量 M が 10^5 倍になると、 r は $10^{2.5}$ 倍、 T_{absorber} は $10^{1.25}$ 倍となり、観測量を説明することができる。すなわち、AGN とブラックホール連星の吸収体の位置や変動の違いは、吸収体の電離度と数密度が同程度であると仮定することで説明できる。

アウトフローの観点から両者の吸収体の違いを説明することを考える。AGN の場合は、降着円盤から出てくる紫外光子がガス雲を押し出すことで吹き出す「輻射駆動型アウトフロー」により吸収体が生まれると考えられている (Proga et al. 2000)。この場合、吸収体は紫外光子の影響が強くなる円盤の中ほどで発生する (see, e.g. Nomura et al. 2013)。一方、ブラックホール連星の場合は降着円盤が高温なため紫外光子はほとんど発生せず、降着円盤から出てくる X 線光子がガス雲を高温にし、ガス雲のエネルギーが大きくなることでブラックホールの重力圏から脱出する「熱駆動型アウトフロー」が起こると考えられている (Proga & Kallman 2002)。この場合、吸収体は重力ポテンシャルが弱い円盤の外縁付近で発生する (Begelman et al. 1983)。このようなアウトフローの理論はまだ確立しているものではないが、今回観測された AGN とブラックホール連星の吸収体の変動の違いは、このアウトフロー型の違いによるものであると解釈することができる (図 6.11)。

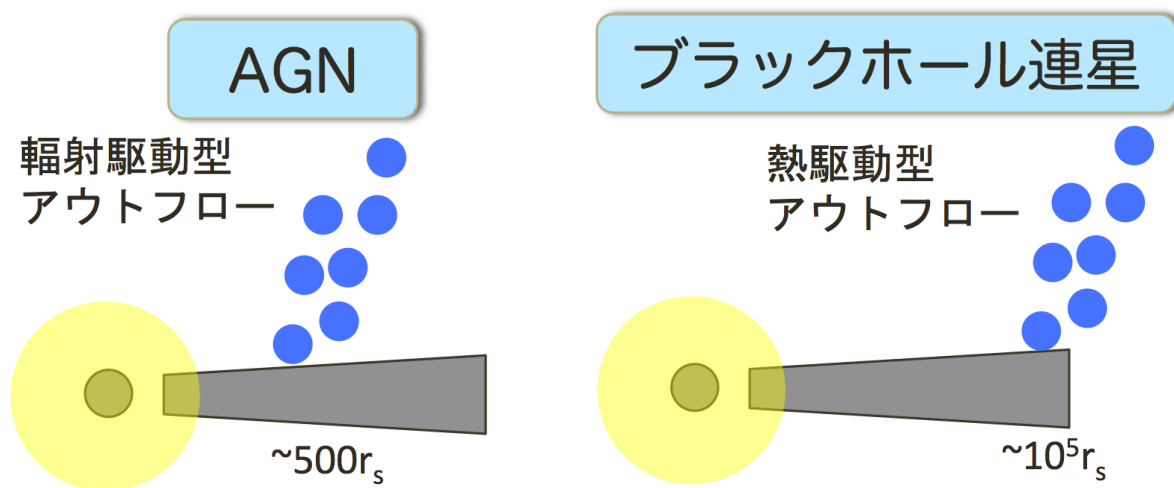


図 6.11: アウトフロー型の違い

第7章 結論

本論文の結論を以下にまとめる。

1. X線天文衛星「すざく」で観測されたブラックホール連星 GRS 1915+105 のアーカイブデータを解析し、XIS 検出器 P-sum モードのデータから幅広い時間スケールでの X 線変動を調べた。解析にあたり、P-sum モードの較正を実施し、観測されたスペクトルデータを扱えるようにした。
2. その結果、1.9 Hz の準周期的振動現象の振動数でスペクトルの傾きが変化しており、この変化は光度が変動しない円盤からの放射成分と光度が変動する逆 Compton 散乱成分によって説明されることが分かった (5.4 節)。
3. ブラックホールの周りにあるコロナ雲には熱的成分と非熱的成分がともに含まれていることが分かった (5.5 節)。
4. スペクトルに見られる広がった鉄輝線のような構造は、disk-line モデルでも部分吸収モデルでもモデルフィットは可能であった (6.1 節)。
5. 広がった鉄輝線のような構造の時間変動を調べたところ、disk-line モデルでは不自然な時間スケールを導入する必要があった。いっぽう部分吸収モデルでは、吸収体が X 線放射領域を覆い隠す割合と天体の明るさが独立に変動しているとすると、スペクトル変動が矛盾なく説明されることが分かった (6.2 節)。
6. 活動銀河核とブラックホール連星では、吸収体の位置や変動がブラックホール質量で規格化されていなかった。これは、アウトフロー型の違いによるものだと解釈することができる (6.3 節)。

参考文献

- Arnaud, K., Smith, R., & Siemiginowska, A. 2011, *Handbook of X-ray Astronomy*
- Arnaud, K. A. 1996, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 101, *Astronomical Data Analysis Software and Systems V*, ed. G. H. Jacoby & J. Barnes, 17
- Balucinska-Church, M. & McCammon, D. 1992, *Astrophysical Journal*, 400, 699
- Begelman, M. C., McKee, C. F., & Shields, G. A. 1983, *Astrophysical Journal*, 271, 70
- Belloni, T., Klein-Wolt, M., Méndez, M., van der Klis, M., & van Paradijs, J. 2000, *Astronomy & Astrophysics*, 355, 271
- Belloni, T. M. & Altamirano, D. 2013, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 432, 10
- Blackburn, J. K. 1995, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 77, *Astronomical Data Analysis Software and Systems IV*, ed. R. A. Shaw, H. E. Payne, & J. J. E. Hayes, 367
- Blum, J. L., Miller, J. M., Fabian, A. C., et al. 2009, *Astrophysical Journal*, 706, 60
- Boella, G., Butler, R. C., Perola, G. C., et al. 1997, *Astronomy & Astrophysics Supplement*, 122, 299
- Boirin, L., Parmar, A. N., Barret, D., Paltani, S., & Grindlay, J. E. 2004, *Astronomy & Astrophysics*, 418, 1061
- Boldt, E. 1987, in *IAU Symposium*, Vol. 124, *Observational Cosmology*, ed. A. Hewitt, G. Burbidge, & L. Z. Fang, 611–615
- Bolton, C. T. 1972, *Nature*, 235, 271
- Bolton, C. T. 1975, *Astrophysical Journal*, 200, 269

- Bradt, H. V., Rothschild, R. E., & Swank, J. H. 1993, *Astronomy & Astrophysics Supplement*, 97, 355
- Brenneman, L. W. & Reynolds, C. S. 2006, *Astrophysical Journal*, 652, 1028
- Burke, B. E., Mountain, R. W., Daniels, P. J., Cooper, M. J., & Dolat, V. S. 1994, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 41, 375
- Cackett, E. M., Miller, J. M., Ballantyne, D. R., et al. 2010, *Astrophysical Journal*, 720, 205
- Canizares, C. R., Davis, J. E., Dewey, D., et al. 2005, *Publication of Astronomical Society of Pacific*, 117, 1144
- Casella, P., Belloni, T., & Stella, L. 2005, *Astrophysical Journal*, 629, 403
- Castro-Tirado, A. J., Brandt, S., & Lund, N. 1992, *International Astronomical Union Circulars*, 5590, 2
- Done, C., Mulchaey, J. S., Mushotzky, R. F., & Arnaud, K. A. 1992, *Astrophysical Journal*, 395, 275
- Dotani, T. & Suzaku Team. 2008, in *The Eleventh Marcel Grossmann Meeting On Recent Developments in Theoretical and Experimental General Relativity, Gravitation and Relativistic Field Theories*, ed. H. Kleinert, R. T. Jantzen, & R. Ruffini, 1048–1050
- Ebisawa, K., Mitsuda, K., & Inoue, H. 1989, *Publication of Astronomical Society of Japan*, 41, 519
- Ebisawa, K., Ueda, Y., Inoue, H., Tanaka, Y., & White, N. E. 1996, *Astrophysical Journal*, 467, 419
- Fabian, A. C., Ballantyne, D. R., Merloni, A., et al. 2002a, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 331, L35
- Fabian, A. C., Rees, M. J., Stella, L., & White, N. E. 1989, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 238, 729
- Fabian, A. C., Vaughan, S., Nandra, K., et al. 2002b, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 335, L1
- Fender, R. & Belloni, T. 2004, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 42, 317

- Fender, R. P., Garrington, S. T., McKay, D. J., et al. 1999, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 304, 865
- Feroci, M., Matt, G., Pooley, G., et al. 1999, *Astronomy & Astrophysics*, 351, 985
- Fuchs, Y., Rodriguez, J., Mirabel, I. F., et al. 2003, *Astronomy & Astrophysics*, 409, L35
- Fukazawa, Y., Mizuno, T., Watanabe, S., et al. 2009, *Publication of Astronomical Society of Japan*, 61, 17
- George, I. M. & Fabian, A. C. 1991, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 249, 352
- Greiner, J., Cuby, J. G., & McCaughrean, M. J. 2001a, *Nature*, 414, 522
- Greiner, J., Cuby, J. G., McCaughrean, M. J., Castro-Tirado, A. J., & Mennickent, R. E. 2001b, *Astronomy & Astrophysics*, 373, L37
- Grove, J. E., Johnson, W. N., Kroeger, R. A., et al. 1998, *Astrophysical Journal*, 500, 899
- Hasinger, G., Langmeier, A., Sztajno, M., Truemper, J., & Lewin, W. H. G. 1986, *Nature*, 319, 469
- Hayashida, K., Anabuki, N., Gallo, L., et al. 2007, *Progress of Theoretical Physics Supplement*, 169, 269
- Inoue, H. 1989, in *ESA Special Publication*, Vol. 296, *Two Topics in X-Ray Astronomy*, Volume 1: X Ray Binaries. Volume 2: AGN and the X Ray Background, ed. J. Hunt & B. Battrock, 783–787
- Inoue, H., Miyakawa, T., & Ebisawa, K. 2011, *Publication of Astronomical Society of Japan*, 63, 669
- Jahoda, K., Markwardt, C. B., Radeva, Y., et al. 2006, *Astrophysical Journal Supplement*, 163, 401
- Kalberla, P. M. W., Burton, W. B., Hartmann, D., et al. 2005, *Astronomy & Astrophysics*, 440, 775
- Kallman, T. R., Palmeri, P., Bautista, M. A., Mendoza, C., & Krolik, J. H. 2004, *Astrophysical Journal Supplement*, 155, 675
- Kokubun, M., Makishima, K., Takahashi, T., et al. 2007, *Publication of Astronomical Society of Japan*, 59, 53

- Kotani, T., Ebisawa, K., Dotani, T., et al. 2000, *Astrophysical Journal*, 539, 413
- Koyama, K., Tsunemi, H., Dotani, T., et al. 2007, *Publication of Astronomical Society of Japan*, 59, 23
- Lee, J. C., Reynolds, C. S., Remillard, R., et al. 2002, *Astrophysical Journal*, 567, 1102
- Magdziarz, P. & Zdziarski, A. A. 1995, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 273, 837
- Makishima, K., Maejima, Y., Mitsuda, K., et al. 1986, *Astrophysical Journal*, 308, 635
- Makishima, K., Takahashi, H., Yamada, S., et al. 2008, *Publication of Astronomical Society of Japan*, 60, 585
- Martocchia, A., Matt, G., Karas, V., Belloni, T., & Feroci, M. 2002, *Astronomy & Astrophysics*, 387, 215
- Matsumoto, C., Inoue, H., Fabian, A. C., & Iwasawa, K. 2003, *Publication of Astronomical Society of Japan*, 55, 615
- Matsuta, K. 2010, 総合研究大学院大学 修士論文
- McClintock, J. E. & Remillard, R. A. 2006, Black hole binaries, ed. W. H. G. Lewin & M. van der Klis, 157–213
- Miller, J. M. 2007, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 45, 441
- Miniutti, G. & Fabian, A. C. 2004, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 349, 1435
- Mirabel, I. F. & Rodríguez, L. F. 1994, *Nature*, 371, 46
- Mitsuda, K., Bautz, M., Inoue, H., et al. 2007, *Publication of Astronomical Society of Japan*, 59, 1
- Mitsuda, K., Inoue, H., Koyama, K., et al. 1984, *Publication of Astronomical Society of Japan*, 36, 741
- Miyakawa, T., Ebisawa, K., & Inoue, H. 2012, *Publication of Astronomical Society of Japan*, 64, 140
- Miyakawa, T., Ebisawa, K., Terashima, Y., et al. 2009, *Publication of Astronomical Society of Japan*, 61, 1355

- Miyamoto, S., Fujii, M., Matsuoka, M., et al. 1971, *Astrophysical Journal Letters*, 168, L11
- Mizumoto, M., Ebisawa, K., & Sameshima, H. 2014, *Publication of Astronomical Society of Japan*, 66, 122
- Negoro, H., Miyamoto, S., & Kitamoto, S. 1994, *Astrophysical Journal Letters*, 423, L127
- Neilsen, J. & Lee, J. C. 2009, *Nature*, 458, 481
- Nomura, M., Ohsuga, K., Wada, K., Susa, H., & Misawa, T. 2013, *Publication of Astronomical Society of Japan*, 65, 40
- Oda, M., Gorenstein, P., Gursky, H., et al. 1971, *Astrophysical Journal Letters*, 166, L1
- Oppenheimer, J. R. & Snyder, H. 1939, *Physical Review*, 56, 455
- Orosz, J. A., McClintock, J. E., Aufdenberg, J. P., et al. 2011, *Astrophysical Journal*, 742, 84
- Paizis, A., Ebisawa, K., Takahashi, H., et al. 2009, *Publication of Astronomical Society of Japan*, 61, 107
- Plucinsky, P. P., Haberl, F., Dewey, D., et al. 2008, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 7011, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, 2
- Proga, D. & Kallman, T. R. 2002, *Astrophysical Journal*, 565, 455
- Proga, D., Stone, J. M., & Kallman, T. R. 2000, *Astrophysical Journal*, 543, 686
- Remillard, R. A. & McClintock, J. E. 2006, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 44, 49
- Rodriguez, L. F., Gerard, E., Mirabel, I. F., Gomez, Y., & Velazquez, A. 1995, *Astrophysical Journal Supplement*, 101, 173
- Rybicki, G. B. & Lightman, A. P. 1979, *Radiative processes in astrophysics*
- Serlemitsos, P. J., Soong, Y., Chan, K.-W., et al. 2007, *Publication of Astronomical Society of Japan*, 59, 9
- Shakura, N. I. & Sunyaev, R. A. 1973, *Astronomy & Astrophysics*, 24, 337
- Takahashi, T., Abe, K., Endo, M., et al. 2007, *Publication of Astronomical Society of Japan*, 59, 35

- Takeshima, T., Dotani, T., Mitsuda, K., & Nagase, F. 1991, *Publication of Astronomical Society of Japan*, 43, L43
- Tanaka, Y., Inoue, H., & Holt, S. S. 1994, *Publication of Astronomical Society of Japan*, 46, L37
- Tanaka, Y., Nandra, K., Fabian, A. C., et al. 1995, *Nature*, 375, 659
- Titarchuk, L. & Seifina, E. 2009, *Astrophysical Journal*, 706, 1463
- Trudolyubov, S., Churazov, E., & Gilfanov, M. 1999a, *Astronomy & Astrophysics*, 351, L15
- Trudolyubov, S. P. 2001, *Astrophysical Journal*, 558, 276
- Trudolyubov, S. P., Churazov, E. M., & Gilfanov, M. R. 1999b, *Astronomy Letters*, 25, 718
- Ueda, Y., Honda, K., Takahashi, H., et al. 2010, *Astrophysical Journal*, 713, 257
- Ueda, Y., Inoue, H., Tanaka, Y., et al. 1998, *Astrophysical Journal*, 492, 782
- Ueda, Y., Yamaoka, K., & Remillard, R. 2009, *Astrophysical Journal*, 695, 888
- van der Klis, M., Jansen, F., van Paradijs, J., et al. 1985, *Nature*, 316, 225
- Weisskopf, M. C., Tananbaum, H. D., Van Speybroeck, L. P., & O'Dell, S. L. 2000, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 4012, X-Ray Optics, Instruments, and Missions III, ed. J. E. Truemper & B. Aschenbach, 2–16
- Wilms, J., Allen, A., & McCray, R. 2000, *Astrophysical Journal*, 542, 914
- Woods, D. T., Klein, R. I., Castor, J. I., McKee, C. F., & Bell, J. B. 1996, *Astrophysical Journal*, 461, 767
- Yamada, S., Negoro, H., Torii, S., et al. 2013, *Astrophysical Journal Letters*, 767, L34
- Yamada, S., Uchiyama, H., Dotani, T., et al. 2012, *Publication of Astronomical Society of Japan*, 64, 53
- Yan, M., Sadeghpour, H. R., & Dalgarno, A. 1998, *Astrophysical Journal*, 496, 1044
- Yan, S.-P., Ding, G.-Q., Wang, N., Qu, J.-L., & Song, L.-M. 2013, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 434, 59

Zdziarski, A. A., Grove, J. E., Poutanen, J., Rao, A. R., & Vadawale, S. V. 2001, *Astrophysical Journal Letters*, 554, L45

Zechmeister, M. & Kürster, M. 2009, *Astronomy & Astrophysics*, 496, 577

付 録 A XIS 検出器 P-sum モードの較正

Contents

A.1 概要	112
A.2 エネルギースケールとエネルギー分解能の較正	112
A.3 時刻付けの較正	115

本章において、タイプライター体の文字は FTOOLS パッケージに含まれるツール名を示している。

A.1 概要

すざく衛星搭載の XIS 検出器は、2005 年の打ち上げ以来徐々にその性能が変化している。XIS チームは、打ち上げから現在に至るまで、観測モードごとにエネルギースケール、エネルギー分解能、時刻付け等の較正を行い、解析に必要な較正情報を「キャリブレーションデータベース (CALDB)」としてまとめ、全世界に配布している。しかし、P-sum モードの較正は技術的に困難であるため、本研究を開始した 2014 年 6 月時点では暫定的なデータしか公開されていなかった。本付録では、本論文でデータ解析をするにあたり行った P-sum モードのデータ較正について説明する。

A.2 エネルギースケールとエネルギー分解能の較正

XIS 検出器のあるピクセルに X 線光子が入射すると、そのエネルギーにほぼ比例した数の電子雲がピクセルに蓄積される。各ピクセルで蓄積された電荷の総量 (PHA; pulse-height amplitude) と、そのピクセルに入射してきた X 線光子のエネルギーの変換は、厳密に線形ではなく、エネルギーによって変動する。この変動を修正したものが PI (PHA invariant) であり、XIS 検出器の場合は時間ごと、検出器のチップごとに

$$E \text{ (eV)} = 3.65 \text{ PI (channel)} \quad (\text{A.1})$$

となるように較正されている。この情報は CALDB の makepi ファイル (ae_xi?_makepi_yyyymmdd.fits) に書かれてある。エネルギー分解能は、 E (keV) を中心とするデルタ関数が XIS 検出器によりガウス関数になまされ、その半値全幅 (FWHM) が

$$\text{FWHM}(E) = \sqrt{s_1 + s_2 E + s_3 E^2} \quad (\text{A.2})$$

と表されるという想定の下で係数 s_i の値を決定している。この情報は CALDB の rmfparam ファイル (ae_xi?_rmfparam_yyyymmdd.fits) に書かれてある。

通常モードでは、Segment A, D にある較正用線源、および超新星残骸 E0102-72 を用いて精度の高い較正がなされている。だが、P-sum モードでは、SCI 機能 (3.1.3 節を参照) が使えないためゲインスケールの変化やエネルギー分解能の劣化が速く、Segment 毎にゲインスケールやエネルギー分解能の差異が激しい。そのため、Segment A, D にある較正用線源の情報を Segment B, C に用いることができず、これまでデータ較正が十分に行われていなかった。そこで、これまで P-sum モードで観測された E0102-72 と Perseus 銀河団を網羅的に解析し、打ち上げ以来のエネルギースケールとエネルギー分解能を新たに決め直した。本較正は、較正用観測データが複数存在する XIS0, 3 の Segment B, C のみを対象とする。

表 A.1: P-sum モードで取得された較正用天体の観測データ

天体名	ID	日付	XIS
E0102-72	101005050	2006.8.25	XIS 0,3
	102022010	2008.2.14	XIS 0,3
	104005010	2009.4.23	XIS 0,3
	104008010	2009.10.11	XIS 0*,3
	104014010	2009.12.1	XIS 0 [†] ,3
	105006010	2010.6.20	XIS 3*
	105006030	2010.8.29	XIS 3
	105006020	2010.12.7	XIS 3
	105004050	2010.12.9	XIS 3*
Perseus 銀河団	106005010	2011.07.27	XIS 3

* 観測時間が短く統計が悪いため用いなかった。

[†] 2009 年 6 月の微小隕石の衝突以降、XIS 0 では P-sum モード観測が正常に実行できなくなっており、現在 P-sum モードで観測を行っているのは XIS 3 のみである。そのため、このデータは較正に用いなかった。

従来の CALDB を用いて XSPEC 上で描いたスペクトルとモデルフィットを図 A.1 の左側に示す。E0102-72 のモデルは [Plucinsky et al. \(2008\)](#) に従ってガウス関数の和として表し、Perseus 銀河団のモデルはベキ関数型成分に鉄の $K\alpha$, $K\beta$, $K\gamma$ 輝線を加えたものとして表している。従来の CALDB では、エネルギースケールとエネルギー分解能が正しく再現できないことがはっきりと見てとれる。そこで、スペクトルのモデルフィットが改善するように、PHA から PI に変換する式の係数、およびエネルギー分解能を決定する式の係数の時間変化を新たに求めなおした。それぞれの係数は、時間に対して線形に変化していると仮定した。

補正後の CALDB を用いて XSPEC 上で描いたスペクトルとモデルフィットを図 A.1 の右側に示す。補正前とくらべ、格段にモデルフィットが改善していることが分かる。また、補正の精度を評価するため、XSPEC の `gain fit` コマンドを用いてモデルとスペクトルのずれを定量的に評価し (図 A.2)、Normal モードほど高精度で補正できてはいないがエラーバーの範囲の中で正しく補正できていることを確認した。これらの結果は、2014 年 7 月にリリースした CALDB に反映されている¹。

¹http://www.astro.isas.ac.jp/suzaku/caldb/doc/xis/caldb_update_20140624_README.pdf

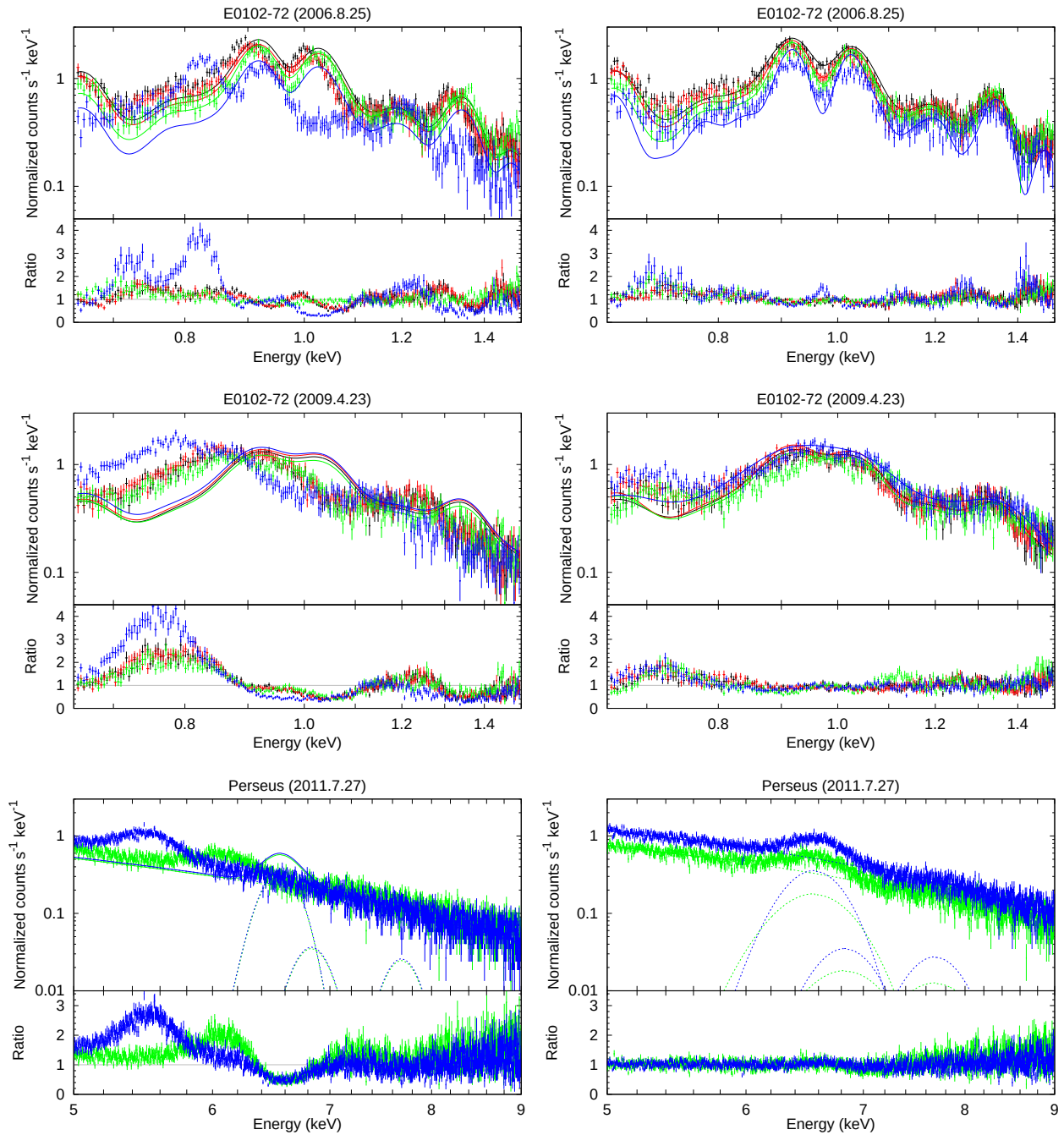


図 A.1: P-sum モードの補正前後のスペクトルフィット。左側は 20140403 版 makepi と 20111020 版 rmfparam を用いた補正前のスペクトル、右側は 20140624 版 makepi と 20140624 版 rmfparam を用いた補正後のスペクトル。黒は XIS0 Segment B、赤は XIS0 Segment C、緑は XIS3 Segment B、青は XIS3 Segment C のスペクトルを示す。上段と中段が E0102-72、下段が Perseus 銀河団のスペクトルである。各図の上のパネルの十字の点は観測データ、実線はベストフィットモデル、点線はモデルの成分、下のパネルはデータとモデルとの比である。

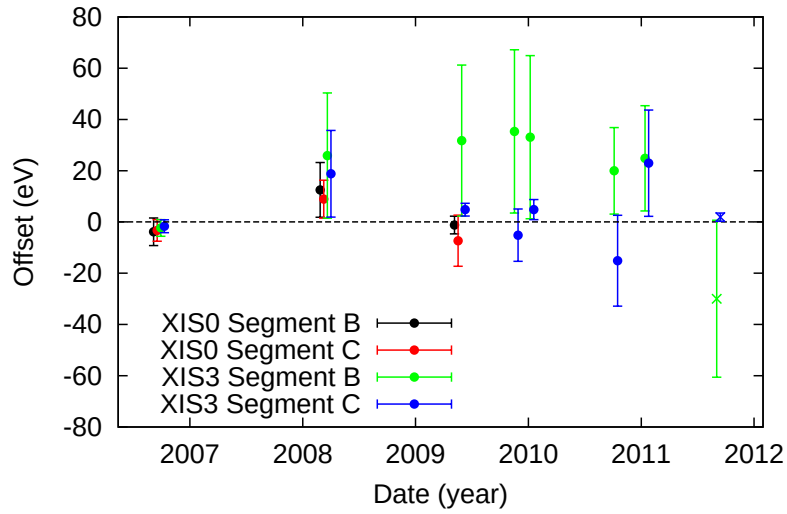


図 A.2: 補正後のオフセットの値。XSPEC 上でエネルギーの値をずらし、ベストフィットとなる時のずれの値を求めた。オフセットがプラスだと、エネルギーが真の値よりも大きくなっていることを意味する。丸印は E0102-72 のデータ、バツ印は Perseus 銀河団のデータである。

A.3 時刻付けの較正

XIS の P-sum モードと HXD の間には、 30 ± 16 ミリ秒の有意な時刻付けのずれがあることが分かっている (Matsuta 2010)。これは、XIS の機上処理で使われる時刻基準が Normal モードと P-sum モードで異なるためと考えられている。ここでは、パルサーの畳み込みライトカーブを用いて時刻付けのずれをさらに高い精度で調査した結果を示す。

時刻付けの較正に使用した天体は、(1) P-sum モードで観測がされており、(2) 1 秒以下で周期的な光度変化を示し、(3) HXD で畳み込みライトカーブを描くことが出来るほど明るく、(4) XIS で同時に Normal モードでも観測がされており、(5) P-sum モード観測でテレメトリ飽和を起こしていないセグメントが 1 つ以上あるものを選んだ。使用した天体を表 A.2 に示す。

表 A.2: 時刻付けの較正に使用した観測データ

天体名	ID	日付	周期	XIS	ACTY	[y/128]	t_{cal}
PSR 1509-58	100009010	2005.8.23	151.358 ms	XIS 0, 3	440	3	23.4 ms
Crab	104001010	2009.4.2	33.628 ms	XIS 0, 3	530	4	31.2 ms

時刻付けの評価を行うにあたり、以下の補正を行った。

1. Barycentric 補正

地球は太陽の周りをおよそ 30 km/s で公転し、すざく衛星は地球の周りをおよそ 8 km/s で公転している。観測地点が刻々と変わるため、ドップラー効果により天体からの信号の到来時刻も変化してしまう。これらの効果を補正するためには、時刻を地球中心の値に変化し (geocentric correction)、さらに太陽中心での時刻に補正する必要がある (heliocentric correction)。さらに、惑星の運動を全て加味した太陽系重心への変換をすることで他の時期の観測と比較することが可能となる。これを barycentric correction とよぶ。今回は `aearycen` を用いて barycentric correction を行った。

2. ACTY 座標による補正

P-sum モードでは、撮像領域のピクセルを縦方向に転送し、撮像領域の一番下の加算ラインで電荷を 1 ラインに加算し、フレームストア領域へ転送する。撮像領域からフレームストア領域へ転送するタイミングを基準にデータに時刻がつくため、CCD が実際に光子を検出してから時刻がつくまでに、電荷転送に要する時間分だけずれが生じる。読み出しは ACTY の方向に沿って行われるため、P-sum モードで観測をしている XIS 検出器上で天体からの信号が来ている ACTY の座標に相当した時間分の補正が必要となる。そこで、P-sum モードで観測をしていない他の XIS 検出器のイメージデータから、ACTY の座標を決定する。P-sum モードでは、ACTY の方向に 128 列分がスタックされる。スタックされた列の読み出しには 7.8 ミリ秒を要するので、天体からの信号が $\text{ACTY} = y$ の位置に来ているとすると、 $t_{\text{cal}} = [y/128] \times 7.8$ ミリ秒分の補正が必要となる。ここで、 $[x]$ は x に最も近い整数を表す。この時刻付けのずれを補正するため、`fcalc` を用いて **TIME** の値を t_{cal} だけ差し引いた。

これらの補正を行った上で、XIS0, XIS3, HXD-PIN, HXD-GSO のそれぞれで時間解析を行った。時間解析には HEADAS に含まれる XANADU パッケージの XRONOS ツール群を用いた。まず、`efsearch` で周期を小数点 3 桁まで決定し、`efold` を用いて周期で畳み込んだライトカーブを作成した。畳み込んだライトカーブを図 A.3 に示す。XIS0 と XIS3、HXD-PIN と HXD-GSO の間には有意なずれは見受けられなかった。XIS と HXD のパルスプロファイルのずれを定量的に評価するために、相互相関関数を計算した。比較する 2 つのパルスプロファイルを各々 x_i, y_i ($i = 1, 2, \dots, N$) とし、相互相関関数 z_i を

$$z_i = \frac{1}{N} \sum_k x_k y_{k+i} \quad (\text{A.3})$$

と定義する。 N は 1 周期のビン数を表す。得られた相互相関関数が最大値を取るときの値を表 A.3 に示す。いずれの天体においても XIS のエネルギーバンド内と HXD のエネルギーバンド内の両方でパルスの到来時刻にエネルギー依存性が見られなかったこと、加えてどちらの天体でも同じ時刻のず

れが見受けられたことから、この時刻のずれは装置由来のものであると結論づけた。この結果から、HXD に比べ XIS の時計が 24 ミリ秒進んでいることが分かった。これは、以前に報告されていた値と一致している。本論文では、`fcalc` を用いて 24 ミリ秒のずれを補正した上で解析を行った。

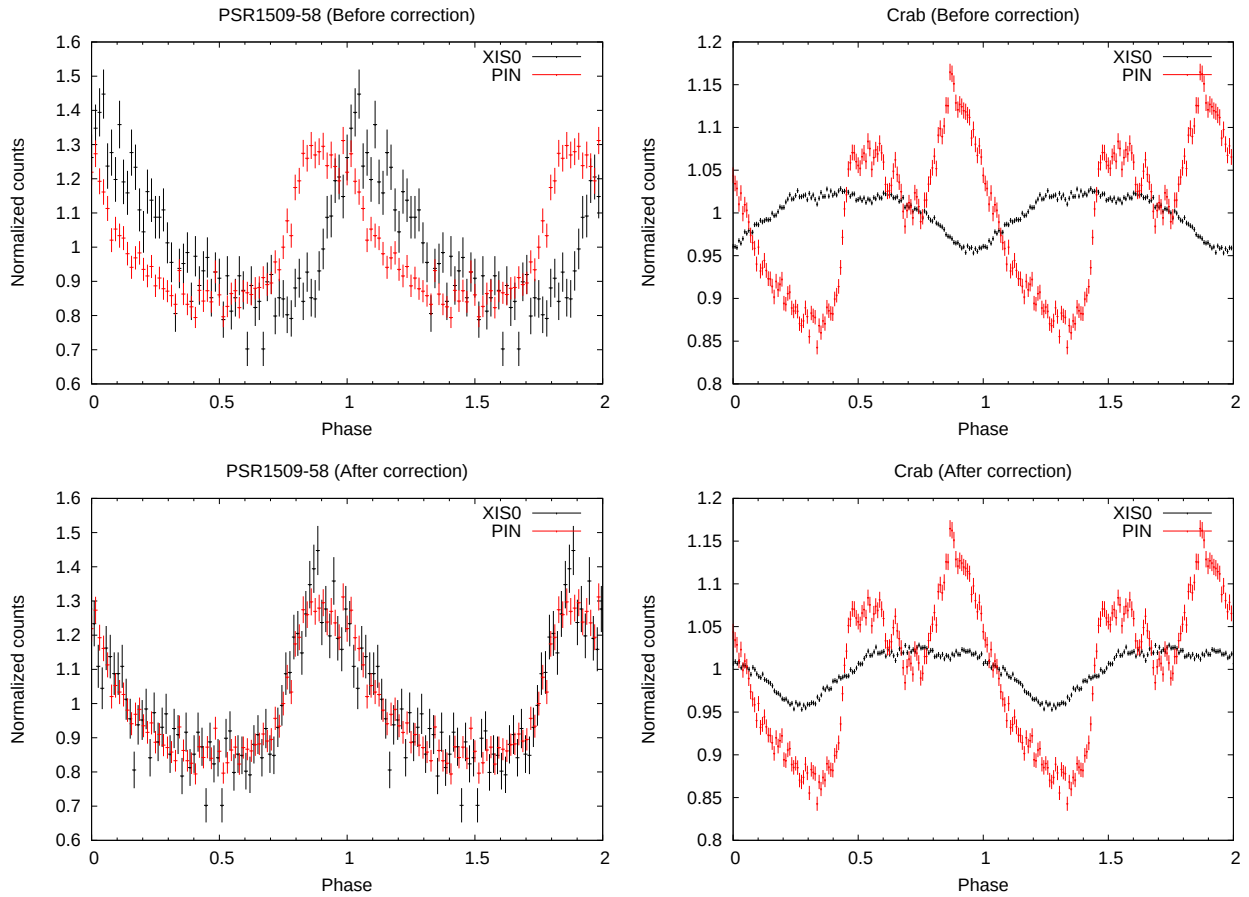


図 A.3: 周期で畳み込んだライトカーブ。見やすさのため、XIS0 と HXD-PIN のライトカーブのみを示した。左が PSR 1509-58、右が Crab のデータ。上段は時刻ずれ補正をする前、下段は補正をした後を示す。XIS での Crab のライトカーブが HXD に比べなまっているのは、XIS が HXD に比べ時間分解能が悪いためである。

表 A.3: 時刻付けのずれの値

天体名	周期	時刻付けのずれ
PSR 1509-58	151.358 ミリ秒	24.46 ± 0.11 ミリ秒
Crab	33.628 ミリ秒	23.19 ± 0.03 ミリ秒

付 録 B XSPEC のスペクトルモデル

ここでは、本論文中で用いた XSPEC のスペクトルモデルについて説明する。本章において、タイプライター体の文字は XSPEC で使用されているスペクトルモデルの名称を示している。

pegpwlw

pegpwlw モデルはベキ関数型成分を表す現象論的なモデルである。関数形は

$$A(E) = KE^{-\alpha} \quad (\text{B.1})$$

と表される。フリーパラメータは α , K であり、それぞれ光子指数、規格化定数 (指定したエネルギーバンド内のフラックス $\times 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) を表す。

tbabs

tbabs (the Tuebingen-Boulder interstellar medium absorption; [Wilms et al. 2000](#)) モデルは、星間吸収の X 線吸収断面積を計算するモデルである。tbabs ではガス状態の星間物質、粒子状態の星間物質、分子の星間物質の各状態における X 線吸収断面積の和を計算している。星間物質に寄与する分子は水素分子のみを考えている。ガス状態の星間物質は各元素ごとの光電離断面積を考えており、元素の存在比は [Wilms et al. \(2000\)](#) に従って重みづけをしている。フリーパラメータは水素の柱密度である。

gauss

gauss はガウス関数のモデルであり、関数系は

$$A(E) = K \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(E - E_l)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (\text{B.2})$$

と表される。フリーパラメータは E_l , σ , K であり、それぞれ中心エネルギー、ライン幅、規格化定数 (輝線に含まれる光子数 $\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) を表す。本研究では $\sim 6.4 \text{ keV}$ の鉄輝線を表すために用いた。

diskbb

diskbb モデル ([Makishima et al. 1986](#); [Mitsuda et al. 1984](#)) は、MCD (2.3.1 を参照) を表す

モデルであり、関数系は

$$A(E) = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{r_{\text{in}}}{D}\right)^2 \cos i \int_{T_{\text{out}}}^{T_{\text{in}}} \left(\frac{T}{T_{\text{in}}}\right)^{-11/3} B(E, T(r)) \frac{dT}{T_{\text{in}}} \quad (\text{B.3})$$

と表される。フリーパラメータは T_{in} , K であり、それぞれ円盤の内縁温度、規格化定数 $\left(= \left(\frac{r_{\text{in}}/\text{km}}{D/10\text{kpc}}\right)^2 \cos i\right)$ を表す。 D は天体までの距離、 i は円盤の見込み角 (inclination)、 r_{in} , r_{out} はそれぞれ円盤の内縁半径と外縁半径、 $B(E, T)$ は Planck 関数、 T_{out} は円盤外縁の温度 (十分小さい) を表す。

cutoffpl

cutoffpl モデルは、折れ曲がりのあるベキ関数型成分を表す現象論的なモデルであり、関数形は

$$A(E) = K E^{-\alpha} \exp\left(-\frac{E}{\beta}\right) \quad (\text{B.4})$$

と表される。フリーパラメータは α , β , K であり、それぞれ光子指数、カットオフエネルギー、規格化定数 (1 keV での光子数 $\text{keV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) を表す。

pexrav

pexrav モデル (Magdziarz & Zdziarski 1995) は、中性物質に反射された折れ曲がりのあるベキ関数型成分を表すモデルである。出力スペクトルは、反射せずに直接届く成分と反射成分と和である。このモデルには 8 個のパラメータがある。以下、順にパラメータの説明をする。

par1: 入射するスペクトルの光子指数 Γ

par2: 入射するスペクトルのカットオフエネルギー E_c (keV)

$E_c = 0$ の時はカットオフがないとみなす。

par3: 反射率 ($0 < rel_{\text{refl}} < 1$)

$rel_{\text{refl}} < 0$ とすると、出力スペクトルは反射成分のみとなる。

par4: 赤方偏移 z

本研究では 0 に固定した。

par5: 円盤の重元素の組成比

本研究では 1 に固定した。

par6: 円盤の鉄の組成比

本研究では 1 に固定した。

par7: 見込み角 $\cos i$

本研究では $i = 70^\circ$ に固定した (Ueda et al. 2010)。

par8: 規格化定数 K

反射がないときの 1 keV でのフラックス ($\text{keV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$)

pexriv

pexriv モデル (Magdziarz & Zdziarski 1995) は、電離物質に反射された折れ曲がりのあるベキ関数型成分を表すモデルである。出力スペクトルは、反射せずに直接届く成分と反射成分の和である。このモデルには 10 個のパラメータがある。以下、順にパラメータの説明をする。

par1: 入射するスペクトルの光子指数 Γ

par2: 入射するスペクトルのカットオフエネルギー E_c (keV)

$E_c = 0$ の時はカットオフがないとみなす。

par3: 反射率 ($0 < rel_{\text{refl}} < 1$)

$rel_{\text{refl}} < 0$ とすると、出力スペクトルは反射成分のみとなる。

par4: 赤方偏移 z

本研究では 0 に固定した。

par5: 円盤の重元素の組成比

本研究では 1 に固定した。

par6: 円盤の鉄の組成比

本研究では 1 に固定した。

par7: 見込み角 $\cos i$

本研究では $i = 70^\circ$ に固定した (Ueda et al. 2010)。

par8: 円盤の温度 T_{disk} (K)

本研究では $T_{\text{disk}} = 30000$ に固定した。

par9: 円盤の電離度 ξ

5–20 keV の照射フラックスを F_{ion} 、円盤の数密度を n として、 $\xi = 4\pi(F_{\text{ion}}/n)$ で定義される (Done et al. 1992)。

par10: 規格化定数 K

反射がないときの 1 keV でのフラックス ($\text{keV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$)

kerrdisk

kerrdisk モデル (Brenneman & Reynolds 2006) は、回転しているブラックホール (Kerr ブラックホール) の円盤で反射されて幅が広がった輝線を表すモデルである。kerrdisk モデルには 10 個のパラメータがある。以下、順にパラメータの説明をする。

par1: 静止系での輝線の中心エネルギー E_l (keV)

ここでは鉄 K の蛍光輝線を考えているため、 $E_l = 6.4$ keV とした

par2: r_b より内側での、反射率の半径依存性が $r^{-\alpha}$ と表されるとした時の α (emissivity index)

par3: r_b より外側での emissivity index

本研究では par2=par3 とした。

par4: r_b (r_s)

par5: ブラックホールのスピンパラメータ a

ブラックホールの質量を M 、全角運動量を J 、光速を c 、万有引力定数を G として、
 $a = cJ/GM^2$ で定義される。回転していない時は $a = 0$ 、角運動量が最大になる時は
 $a = 1$ となる。

par6: 見込み角 i (degree)

本研究では $i = 70^\circ$ に固定した (Ueda et al. 2010)。

par7: 円盤の内縁半径 r_{in} (r_s)

本研究では $R_{in} = 1$ に固定した。

par8: 円盤の外縁半径 r_{out} (r_s)

本研究では $R_{out} = 400$ に固定した。

par9: 赤方偏移 z

本研究では $z = 0$ に固定した。

par10: 規格化定数 K

輝線中の光子数 $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ を表す。

kerrconv

kerrconv モデル (Brenneman & Reynolds 2006) は、入射スペクトルが Kerr ブラックホールの円盤で反射された後のスペクトルを表すモデルである。kerrconv モデルには 7 個のパラメータがあるが、パラメータの説明は kerrdisk モデルと同じである。

par1: r_b より内側での emissivity index

par2: r_b より外側での emissivity index

par3: r_b (r_s)

par4: ブラックホールのスピンパラメータ a

par5: 見込み角 i (degree)

par6: 円盤の内縁半径 r_{in} (r_s)

par7: 円盤の外縁半径 r_{out} (r_s)

partcov

partcov は部分吸収を説明する時に用いる。吸収モデルを $M(E)$ とし、カバリングファクターを α とすると、 $\text{partcov} \times M(E)$ は $(1 - \alpha) + \alpha M(E)$ を意味する。

謝辞

本論文を執筆するにあたり、多くの方々の力をお借りしました。この場を借りて厚く御礼もうしあげます。

指導教官である海老沢研教授には、宇宙研で研究する環境を与えていただき、研究に関するあらゆる面でご指導いただきました。辻本匡弘助教には、装置からサイエンスにいたるまで、様々な場面でご指南いただきました。JAXA プロジェクト研究員の中川友進さんには、主にソフトウェア関係で多大な助力をいただきました。ポスドクの鮫島寛明さんには、投稿論文の共著者として多くのご指摘をいただいたのみならず、広い見識から様々な角度での助言をいただきました。研究室の先輩である和田師也さんには、研究の進め方や解析環境の整備をはじめ、大学院での研究生生活に関するほぼ全ての事柄で面倒を見ていただきました。研究室の後輩である山崎廣樹さんには、活動銀河核から政治の話まで、多様な話題で話し相手になってもらいました。

明星大学の井上一教授には、ゼミを通じて X 線天文学に関する様々な知識を教えていただいたのみならず、本論文の執筆にあたり議論をしていただき、多くの重要なご指摘をいただきました。宇宙研の中島真也さん、宮崎大学の森浩二准教授、吉留大貴さんをはじめとする XIS チームの皆様には、P-sum モードのデータ較正を行うにあたり多くのご協力をいただきました。広島大学の高橋弘充助教には、HXD 検出器の性能やデータ解析に関して助言をいただきました。JAXA の中平聡志さんには、本論文の議論の要となったコメントをいただきました。宇宙研の酒井和広さんには、修論提出直前に解析用のサーバーが壊れるという危機的状況からデータを救出していただきました。宇宙研 X 線グループの同期である内田悠介さん、佐藤寿紀さん、千葉旭さん、林佑さんとは、様々な場面で話し相手になっていただきました。おかげさまで宇宙研での生活が潤いのあるものとなりました。天文学専攻の同期とは普段はなかなか会えませんでした。学会や夏の学校などの場では近況報告をしながら会話に花が咲きました。内山奈月さんからはいつも笑顔をいただきました。また、ここには書ききれない多くの方々の支えがありました。皆様のおかげで無事修士論文を完成させることができました。

最後になりますが、言い表すことが出来ないほど様々な面で深く支えていただいた両親、そして私の最大の理解者である双子の兄に感謝いたします。

