

2007 年度  
芝浦工業大学 システム工学部  
電子情報システム学科

総合研究論文

すざく衛星による NGC2403 銀河の  
超光度天体の X 線スペクトル解析  
Suzaku observation of the Ultraluminous X-ray  
source in NGC2403

P03046  
こぼり ひろし  
小堀 博史

指導教員：久保田 あや

# 目次

第 1 章	序章	1
第 2 章	ブラックホールと超光度天体	3
2.1	ブラックホール	3
2.1.1	ブラックホールとは	3
2.1.2	ブラックホールの種類	3
2.2	降着円盤	4
2.2.1	low/hard 状態	5
2.2.2	high/soft 状態と標準降着円盤	5
2.3	超光度天体 ULX	6
2.3.1	エディントン限界光度	6
2.3.2	ULX の解釈	6
第 3 章	X 線宇宙観測と X 線天文衛星すざく	7
3.1	X 線宇宙観測の歴史	7
3.2	すざく衛星	7
3.2.1	基本構造と性能	8
3.2.2	XRT	9
3.2.3	XIS	9
3.2.4	HXD	10
第 4 章	観測と解析方法	11
4.1	NGC2403 銀河の ULX <i>sorce3</i>	11
4.2	観測とデータ	12
4.3	解析方法	13
4.3.1	応答関数	13
4.3.2	スペクトル作成	13
第 5 章	強度変動の解析	15
5.1	強度変動	15
5.2	強度変動の統計的解析	15
5.3	強度変動の解析のまとめ	17
第 6 章	スペクトル解析	19
6.1	X 線の放射モデル	19
6.1.1	power-law モデル	19
6.1.2	多温度黒体放射モデル	19
6.1.3	星間吸収モデル	21

6.2	モデルフィット	21
6.3	解析の準備	22
6.4	解析と結果	22
6.4.1	power-law フィット	22
6.4.2	diskbb フィット	22
6.4.3	diskbb+power-law フィット	23
6.4.4	diskbb+power-law( $\Gamma=2$ ) フィット	23
<b>第7章</b>	<b>考察</b>	<b>27</b>
7.1	スペクトル解析より求められる物理量	27
7.2	円盤内縁半径とスピン	28
7.3	降着円盤の構造	28
7.4	過去の研究との比較	28
<b>第8章</b>	<b>結論</b>	<b>31</b>
付録A	解析データとスペクトル	33

## 第1章 序章

アインシュタインの一般相対性理論から予言されたブラックホール(BH)は、1960年から始まったX線観測から大きく研究が進み、大質量の恒星(最低でも30倍の太陽質量( $M_{\odot}$ ))を持った恒星)が進化の最終段階において重力崩壊を起こすことで誕生する恒星質量BH、ほとんどの銀河の中心にあって $10^{43}$ - $10^{47}$ erg s $^{-1}$ という莫大な光度を放射する大質量BHの存在が確認されてきた。しかしその二つのどちらにも属せずに $20M_{\odot}$ のエディントン限界光度を超えて輝くコンパクトX線源が1980年 *Einstein* 衛星によって初めて発見され、1993年に打ち上げられた日本のASCA衛星によって詳細な観測・解析が始まった。このコンパクトX線源を超光度天体ULX(Ultra-Luminouscompact X-ray source; ULX)と呼ぶ[2]。ULXは銀河系内のBHと非常に似たX線スペクトルを示し、また恒星質量BHとして考えるとその光度が明るすぎることから中質量BHの候補として考えられ、恒星質量BHから大質量BHへの成長のシナリオを探る可能性を持っている。

ブラックホールはその強大な重力から自ら光を発することはない。しかしその重力によって吸い込まれていくガスが、角運動量を持ってBHの周りを回りながら形成する降着円盤からは大量のX線が放射されている。これは円盤を回るガスが物質同士の摩擦によって角運動量を失い、かつ熱エネルギーを得ながら中心へと落ちていき、その過程で解放された重力エネルギーが熱エネルギーから放射エネルギーに変換されるからだ。X線観測ではこの降着円盤からのX線を観測・解析することでBHそのものの性質に迫ることが可能となる。

本卒業研究では、2005年7月10日に打ち上げられた「すざく」衛星によって観測された、NGC2403銀河にある超光度天体 source3 について解析を行う。このNGC2403 source3は超光度天体の中では発見も比較的早く、日本のASCA衛星によって1997年に観測されてから、その後も2003年から2004年にかけてヨーロッパのXMM-Newtonが、そして2007年3月にはこのすざく衛星がそれぞれ観測を行ってきた。すざく衛星はこれまでにない幅広いエネルギー領域(0.3-600keV)を持ち、さらにより高いエネルギー分解能かつ高感度での観測も可能となっている。本研究ではこのすざく衛星による観測から、X線スペクトル、時間変動、光度を総合的に解析して、ULXの性質に迫ることを目的として行っていく。

2章ではブラックホールや、降着円盤より放射されるX線の特徴について、3章ではX線天文衛星すざくについて、4章では本研究の対象天体となるNGC2403銀河とsource3についての説明、5章で時間変動の解析を行い、6章でスペクトル解析とその結果について述べ、その考察を7章で、結論を8章にて行うものとする。



## 第2章 ブラックホールと超光度天体

### 2.1 ブラックホール

#### 2.1.1 ブラックホールとは

ブラックホールとはアインシュタインの一般相対論によって初めて存在が予言されたものである。この一般相対論とは重力と時空を関係付けた理論であり、その基本方程式・アインシュタイン方程式は次のように表されている。

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

$R_{\mu\nu}$  はリッチテンソル、 $R$  はスカラー曲率、 $g_{\mu\nu}$  は計量テンソル、 $\Lambda g_{\mu\nu}$  は宇宙項、 $T_{\mu\nu}$  はエネルギー運動量と呼ばれている。左辺の第1, 2項では時空の曲がり具合を、右辺では質量を含んだ物質のエネルギー分布を表しているの、エネルギー分布を与えることにより、光や物体の運動を記述できる。1916年にカール・シュヴァルツシルトが球対称な質量  $M$  の天体についてその周辺の時空を表す、次のアインシュタイン方程式の解を見つけた。

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

これは物質を  $\frac{2GM}{c^2}$  以下の大きさにまで収縮させると、そこから光さえも抜け出せないことができることを示している。これをシュヴァルツシルト半径  $r_s$  といい、次の式で表される。

$$r_s = \frac{2GM}{c^2} = 2.96 \frac{M}{M_\odot}$$

このシュヴァルツシルト半径  $r_s$  より内側をシュヴァルツシルトブラックホールといい、球対称かつ、その中心に密度と時空の歪みが無限大で体積がゼロの「特異点」が存在すると考えられている。

#### 2.1.2 ブラックホールの種類

ブラックホールにはその質量に応じて、3つの種類のブラックホールが存在すると考えられている。星の進化の最終段階で形成される恒星質量ブラックホール、ほとんどの銀河の中心に存在するとされる大質量ブラックホール、そしてその中間に位置しブラックホールの成長過程を探る鍵となる中質量ブラックホールの3種類である。

#### 恒星質量ブラックホール

$30M_\odot$  以上の質量を持つ恒星が、進化の最終段階で超新星爆発という重力崩壊を起こして生まれるBHが恒星質量ブラックホールと呼ぶ。このBHの質量の上限値は、元となる恒星が安定し

て存在出来る最大質量が  $70M_{\odot}$  であるために 20 倍の太陽質量と決まっている。BH 自体は輝くことはないために単体のものは観測されないが、近接連星系の BH では伴星からの物質が BH の重力に引き寄せられて、降着円盤を形成するためにこの円盤からの X 線放射によって観測されるようになる。

### 大質量ブラックホール

$10^6 - 10^9 M_{\odot}$  という巨大質量を持つ BH を大質量ブラックホール、もしくは活動銀河核 (Active Galactic Nucleus; AGN) と呼ぶ。ほとんどの銀河の中心に存在しているとされ、ここに落ち込んでいく物質の重力エネルギーの解放によって  $10^{43} - 10^{47} \text{erg s}^{-1}$  という光度の光を放射している。しかしその形成過程は未だにわかっていない。

### 中質量ブラックホール

本研究の対象である ULX はこの候補とも考えられており、恒星質量 BH と大質量 BH の間の質量を持つブラックホールを指す。1990 年半ばに ULX という解釈で初めてこのタイプのブラックホールが観測され [2]、恒星質量 BH から大質量 BH に到るブラックホールの成長のシナリオを探ることができる可能性を持っている。しかし恒星質量 BH のところで述べたように元となるべき恒星の最大質量には制限があるので、この中質量 BH の形成過程は未だにわかっていない。

## 2.2 降着円盤

降着円盤とは角運動量を持っていたガスがブラックホールに落ち込む時に、BH の周りを回転するために作る土星の輪のような円盤のことを指す。BH 観測時には BH 本体からは光すら抜け出せないために何も観測できないのだが、この降着円盤からは X 線などで輝いているためにこちらを観測することで BH の周りの物理状態を知ることができ、質量や回転など BH 固有の物理量に迫ることができる。恒星質量 BH では BH が主系列星と近接連星系を為し、相手の星からのガスを降着することで降着円盤が形成される。

降着円盤が X 線を放射するには 2 つの理由がある。その 1 つが X 線を放射させるためのエネルギーを作る円盤の差動回転である。円盤を回る物質は内側に行くほど速度が速くなるために、内側の速度を遅めようと、外側の速度を速めようとして内側から外側へ角運動量が輸送されていく。このために円盤を回る物質は次第に内側を回らされ、最終的にはブラックホールへと落ちていく。この時に位置エネルギーが解放されて、放射エネルギーへと変換される。もう 1 つはこの BH に落ち込んでいくガスが密集しているために持つ円盤の粘性による摩擦である。この摩擦によって円盤を周回する物質に熱エネルギーが貯えられていき、しかも円盤の内側では光速に近い速度で回っているため、やがては X 線が黒体放射されるまでの 1 千万度 ~ 1 億度にも熱せられることになり、放射エネルギーによって X 線が放射されることになる。

またこの降着円盤からのスペクトルには low/hard(ハード) 状態と high/soft(ソフト) 状態という異なる 2 種類の状態に分かれており、それぞれ X 線の放射スペクトルに特徴が見られる。図 2.1 に最も有名な BH 天体である、はくちょう座 X-1 の low/hard 状態及び high/soft 状態に観測されたスペクトルを示す。

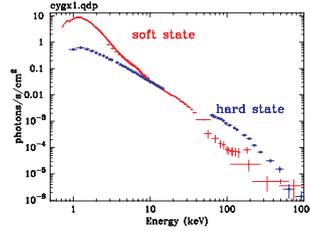


図 2.1: はくちょう座 X-1 の X 線スペクトル。ソフト状態とハード状態を示している。[10]

### 2.2.1 low/hard 状態

X 線光度が比較的低く、スペクトルがハードな状態を示す。系内の BH 連星でよく観測されてきた状態である。放射スペクトルは図 2.1 の青で示したように、50-70keV 付近のカットオフを持つ、光子指数  $\Gamma=1.4-1.7$  の power-law (詳細は 6.1.1 部) でよく表される。BH の相手の星からの質量降着率が小さく、光学的に薄く、幾何学的に厚い降着円盤からの放射と考えられている。

### 2.2.2 high/soft 状態と標準降着円盤

BH 連星の X 線光度が大きい時によく見られ、図 2.1 で示したように軟 X 線側において非常に明るい成分と、高エネルギー側に表れる  $\Gamma = 2$  程度の弱い power-law 成分を特徴とする。軟 X 線で明るい成分は、1973 年に Shakura, Sunyaev によって提唱された光学的に厚く幾何学的に薄い標準降着円盤 [1] からの放射と考えられており、実際、多温度黒体放射 (Disk BlackBody; diskbb 6.1.2 部参照) モデルで良く表すことができる。弱い power-law 放射 (ハード成分) は標準降着からの黒体放射による X 線の一部が逆コンプトン散乱されたものだと考えられている。

標準降着円盤ではビリアル定理により、降着物質の解放された重力エネルギーの半分がケプラー運動の回転エネルギーになり、もう半分がディスクからの黒体放射となる。またブラックホールの周りの重力エネルギーは中心からの半径  $r$  に対して  $\frac{1}{r}$  に比例するため、 $r$  によって黒体放射の温度が異なり、内側ほど高温になる。従って diskbb は色々な温度での黒体放射を足し合わせている形となっている。このため、低エネルギー側ではスペクトルの傾きが単一の黒体放射に比べて緩やかになる。また高エネルギー側のカットオフは降着円盤の最も内側に表れる最高温度によって決まる。

温度  $T$  における黒体放射の単位時間あたりの放射強度は、

$$B_\nu(T)d\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp \frac{h\nu}{kT} - 1} d\nu$$

で表され、 $h$  はプランク定数  $h = 6.626 \times 10^{-27} \text{erg s}$ 、 $k$  はボルツマン定数  $k = 1.3807 \times 10^{-16} \text{erg s}^{-1}$  を示す。これを全エネルギーに渡って積分すると、

$$B(T) = \int B_\nu(T)d\nu = \sigma T^4$$

となる。 $\sigma$  はステファン・ボルツマン定数で、 $\sigma = 5.671 \times 10^{-5} \text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{K}^{-4}$  である。

ブラックホール質量を  $M$ 、質量降着率を  $\dot{M}$  (半径によらず一定) として、ビリアルの定理より半径  $r$ 、厚さ  $dr$  の微小部分で解放される重力エネルギーの半分が、円盤の上下に黒体放射されるとすると、

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

という関係式が導かれる。この式の左辺は放射冷却率、右辺は重力エネルギーの解放率を表している。円盤の最内縁半径  $R_{in}$  では摩擦が 0 になることから最内縁温度も 0 となるので、正確に境界条件を解くと標準降着円盤モデルから温度分布  $T(r)$  は

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

となり、内側ほど、すなわち  $r$  が小さくなるほど温度が高くなることがわかる。

## 2.3 超光度天体 ULX

### 2.3.1 エディントン限界光度

エディントン限界光度とは BH に落ち込むガスに働く重力と、BH から輻射される光子の輻射圧が釣り合って、これ以上の BH への落ち込むことができなくなった時に輝く光度を示し、これが天体が輝ける限界の光度である。この光度  $L_E$  は以下の式 (2.3) で示すことができる。

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

たとえば BH 質量が  $10M_{\odot}$  とした時の  $L_E$  は  $1.25 \times 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$  となるので、これ以上の光度の光は放射されないことを表している。

### 2.3.2 ULX の解釈

前節 2.3.1 の式 (2.1) において、恒星質量 BH の質量上限  $20M_{\odot}$  のエディントン限界を超えて輝くコンパクトな天体を超光度天体 ULX (Ultra-Luminous compact X-ray source; ULX) と呼ぶ [2]。この ULX は銀河系内ブラックホールと非常に似た X 線スペクトルを示し、かつ光度が恒星質量 BH と考えるには明る過ぎることから、中質量ブラックホールの候補として期待されている。しかし系内 BH で観測された温度が 0.5-1.0keV とされるのに対して、ULX は 1.0-2.0keV と高すぎるなどの問題点も残されている。これは恒星質量 BH がエディントン限界光度を超えて輝いているという考えや、BH 自体が回転しているということが考えられている。本研究ではまず衛星による観測から、X 線スペクトル、時間変動、光度を総合的に解析し、ULX の性質に迫ることを目指し、解析を行っていくこととする。

## 第3章 X線宇宙観測とX線天文衛星すざく

### 3.1 X線宇宙観測の歴史

X線は $100\text{-}0.1\text{\AA}$ の波長を持つ電磁波の一種である。可視光に比べてその波長がはるかに短いために物質を構成する原子と直接相互作用してしまい、X線源と観測者の間にどれほどの原子が存在するかでX線の透過率が決まる。そのためにレントゲンに用いられているように人間の手の平は透過するものの、原子の多い大気を透過することは出来ずに吸収されてしまうのである。このX線は気球を用いて上空で観測することも可能であるが、それでも気球の高度は $30\text{--}50\text{km}$ が限度であり、前述の理由によってX線を吸収されてしまうので、より詳細なX線天体を観測するためには地球の大気圏外に出る人工衛星にX線検出器を搭載して打ち上げる必要がある。

X線観測は1960年代になってから始まり、ロケット・気球などに検出器を搭載させて観測を行っていたが、ロケットは観測時間などの制約が、気球では上空にあがったとしても未だに多くのX線が吸収されてしまっているなどの弱点が多かった。しかしこの中でも1962年にはさそり座X-1と呼ばれるX線星を発見されることとなり、このことをきっかけとしてX線天文学はその誕生と共に劇的な進化を始める[8]。1970年代になってX線観測衛星が打ち上げられたことで長時間でより詳細なX線観測が行われるようになる。この過程で日本も5機(はくちょう、てんま、ぎんが、あすか、すざく)のX線観測衛星を打ち上げられた。現在、日本のすざく、NASAのチャンドラ(図3.1)、ESAのXMM-NEWTONなどが稼働しており、本研究ではこのうちのすざく衛星の観測について取り上げていく。



図 3.1: チャンドラ衛星

### 3.2 すざく衛星

すざく(朱雀; Astro-E2)は、宇宙航空研究開発機構(JAXA)によって開発され、2005年7月10日に打ち上げられた日本で5番目となるX線天文衛星である。このすざく衛星は2000年2月に打ち上げられたものの、ロケットの不具合で軌道に乗せることの出来なかったAstro-E衛星の再挑戦をかけて開発され、今までにはない広いエネルギー領域に渡って、高いエネルギー分解能かつ高感度での観測を可能とした。[11]

## 3.2.1 基本構造と性能

すざく衛星には5つの軟X線望遠鏡と、1つの硬X線検出器 (Hard X-ray Detector;HXD) が搭載されている。軟X線望遠鏡は5つのX線反射鏡 (X-ray Telescope;XRT) と、5つの焦点面におかれた2種類の4台のX線 CCD カメラ (X-ray Image Spectrometer;XIS) と1台のX線マイクロカロリメーター (X-ray Spectrometer;XRS) で構成されているが、XRS 検出器は使用している液体ヘリウムが消失する事故が起こってしまった結果、現在はこの検出器は使用出来ないままである。またX線望遠鏡 XRT にも、焦点面に XRT 検出器を置いた焦点距離 4.75m の XRT-I と、焦点面に XIS 検出器を置く焦点距離 4.5m の XRT-S の2種類がある。

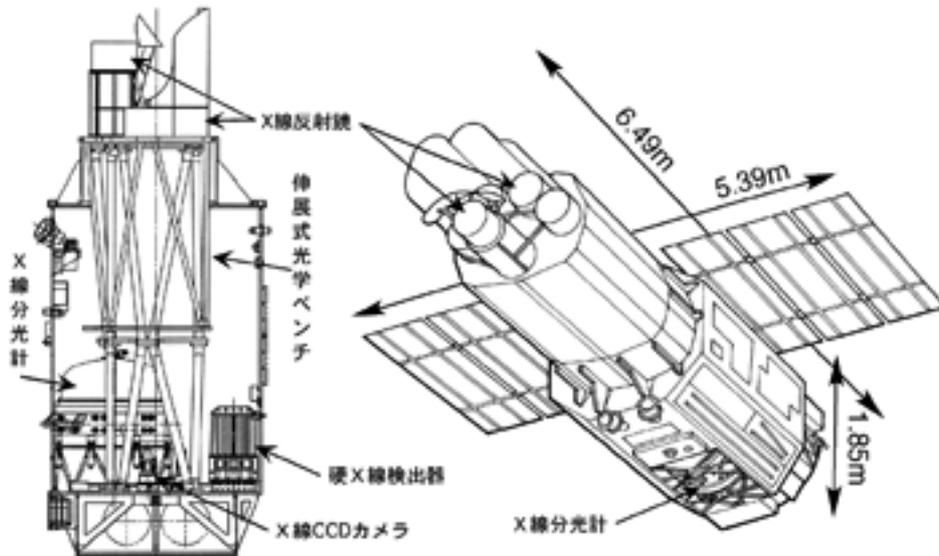


図 3.2: すざく衛星の構造と概観

表 3.1: 搭載されている観測機器の概要

XRT	焦点距離	4.75 m(XRT-I)
		4.5 m (XRT-S)
	有効面積	440 cm <sup>2</sup>
	角分解能	2' .0
XIS	視野	17.8 分角 × 17.8 分角
	有効画素数	1024 × 1024
	エネルギー領域	0.2-12keV
	エネルギー分解能	130eV
HXD	視野	34 分角 × 34 分角
	エネルギー領域	10-600keV
	エネルギー分解能	3keV

### 3.2.2 XRT

物質中で吸収される性質を持つ X 線は屈折率が 1 よりわずかに小さいという特徴を持っている。このために鏡面すれすれの角度の光線に対して起こる全反射しか利用できない。しかもこの角度は X 線エネルギーが高くなればなるほど小さくなる性質を持っているので、X 線望遠鏡には特殊な全反射鏡を用いなければならず、この X 線望遠鏡 (XRT) が開発された。

「すざく」の XRT は過去の国産 X 線天文衛星「あすか」の XRT よりも一回り大きくなっており、口径 40cm、焦点距離 4.75m の XRT-I (焦点面に XIS 検出器を置くもの) が 4 台、口径 40cm、焦点距離 4.5m の XRT-S (焦点面に XRS 検出器を置くもの) が 1 台ある。この反射鏡はレプリカ法という、直接表面加工が困難な薄い板になめらかな反射鏡面を生成するための手法で反射鏡面となる膜を成膜し、接着剤等を用いて別の基板に剥離・転写する技術を用いて鏡面を形成した反射鏡をそれぞれ 175、及び 168 枚を同心円状に並べることで、小型超軽量ながらも高効率の X 線望遠鏡と為している。

### 3.2.3 XIS

XIS 検出器はすざく衛星に 4 台搭載されている、0.2keV-12keV までのエネルギー帯域での観測が可能な X 線 CCD (=Charge Coupled Device・電荷結合素子) カメラである。この CCD は天空の撮像と X 線スペクトルの取得を目的としている。本研究ではこの検出器の観測データを取り扱っていく。

CCD が入射 X 線エネルギーを測定する仕組みは光電吸収を用いている。CCD のある画素に X 線が入射すると、とある確率で光電吸収が起こり、それによって生じた光電子はエネルギーを失うまでに Si 原子との衝突を繰り返し、電子・正孔対を作る。この電子・正孔対の数は入射 X 線エネルギー  $E$  に比例し、およそ  $E/W_{Si}$  個となる ( $W_{Si}$ : Si の平均電離エネルギー)。こうして出来た電子の集まり (一次電子雲と呼ぶ) を検出することで、入射 X 線エネルギーを知ることが出来る。

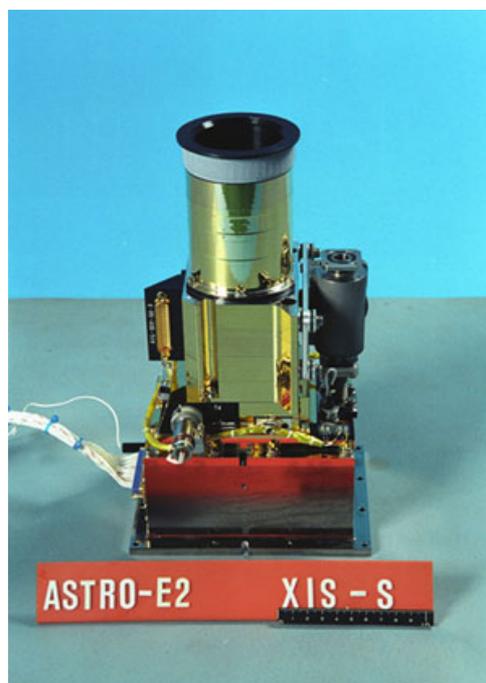


図 3.3: XIS 検出器の概観

4台あるXISそれぞれをXIS0,XIS1,XIS2,XIS3と呼ぶ。このCCDには二種類の仕様があり、一つはX線を電極側から入射する表面照射型CCDと、もう一つがX線を電極の逆側から入射する背面照射型CCDがそうである。前者は低エネルギーのX線が電極や絶縁層で吸収されてしまうのだが、後者ではそれがいないために低エネルギーのX線に対して高い検出効率を得られる。表面照射型はXIS0,2,3のCCD、背面照射型はXIS1のCCDとなっている。

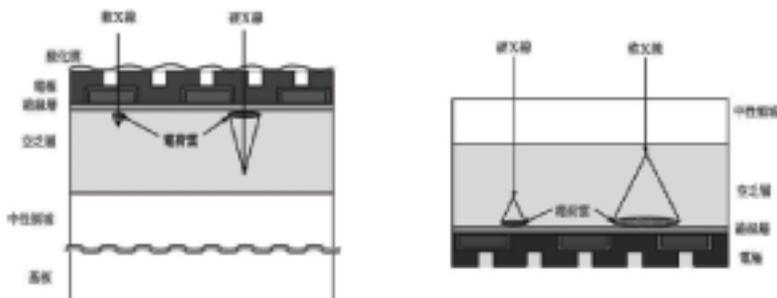


図 3.4: CCD の断面図 (東海林雅之 修士論文)。表面照射型 CCD(左)、背面照射型 CCD(右) を模式的に表したものの。

またXISには軌道上でのエネルギーの絶対精度での測定を行うために、カメラ毎に較正線源が取り付けられており、 $^{55}\text{Fe}$ を線源としてMn  $K\alpha$ (5.9keV)、Mn  $K\beta$ (6.5keV)の特性X線を出している。

### 3.2.4 HXD

HXDは低エネルギー側をカバーするPIN型ダイオードと高エネルギー側をカバーするGSOシンチレータによって10~700keVの広いエネルギー領域における硬X線をこれまでにはない高い感度で観測することを目的とした検出器である。このエネルギー領域では宇宙背景放射に比べて、対象天体からの信号が微弱であるために、HXD検出器の精度向上にはこの宇宙背景放射を低減させる必要がある。このために、この検出器には気球実験を通じて開発された井戸型フォスウィッチカウンタの技術が応用されており、検出器の視野外から入ってきた雑音となるX線などを取り除くことができるようになっている。この検出器とXISを合わせて一つの衛星で3桁のエネルギー領域をカバーされることになる。

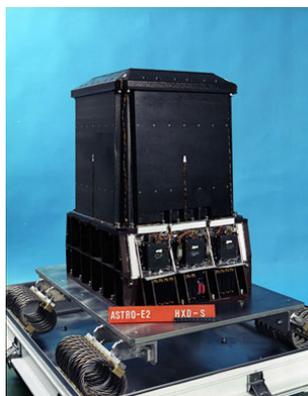


図 3.5: HXD 検出器の概観

## 第4章 観測と解析方法

本研究では NGC2403 銀河にある source3 という ULX を観測する。この章では、この ULX の過去の観測結果、すざくによる観測および得られたデータの解析手法についてまとめる。画像、強度変化、スペクトルの抽出には HEASARC の配布する HEASoft<sup>1</sup> という X 線データ解析用のソフトウェア XSELECT<sup>2</sup>、すざく衛星観測の画像データの可視化、またスペクトル解析などに用いる領域を作成・保存するために ds9<sup>3</sup>を用いる。

### 4.1 NGC2403 銀河の ULX source3

本研究の対象天体である NGC2403 銀河は地球から約 970 万光年離れたところにある渦巻銀河で、エドウィンハッブルが提唱した遠くの銀河ほど速い速度で遠ざかっていることを示す「宇宙膨張則」や、渦巻き銀河の回転速度と天体を 32.6 光年の距離においたときの光度である絶対光度の間に一定の関係があることを示した「タリー・フィッシャーの関係」を導いた銀河の一つでもあることから、銀河の距離決定の基礎となった天文学的に非常に貴重な銀河である。NGC2403 の source3 の詳細については下表 4.1 に記す。2004 年には同銀河にて超新星 sn2004dj が発見されていることもあり、研究が盛んに行われている銀河である。

また source3 の観測に関しては 1997 年の ASCA 衛星にて光度  $2 \times 10^{39} \text{erg s}^{-1}$ 、1.1keV の黒体放射状態で [3]、2003 年、2004 年の XMN-Newton 衛星にて光度  $1.73 \sim 1.90 \times 10^{39} \text{erg s}^{-1}$ 、1.04 ~ 1.17keV の状態で観測されている [9]。

表 4.1: 解析した ULX

対象天体	距離 <sup>(1)</sup> (Mpc)	座標 ( $\alpha, \delta$ )
NGC2403 source3	3.2	$07^h 36^m 30^s.4, +65^\circ 36' 25'' 6$

<sup>(1)</sup>  $1pc = 3.08568 \times 10^{16} [m]$



図 4.1: NGC2403 銀河の可視光画像

<sup>1</sup><http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/software/lheasoft/>

<sup>2</sup><http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/software/lheasoft/ftools/xselect/xselect.html>

<sup>3</sup><http://hea-www.harvard.edu/RD/ds9/>

## 4.2 観測とデータ

すざく衛星は対象天体・NGC2403 銀河を 2006 年 3 月 16 日 14:09 から 86ksec 観測しており、本研究では主に XIS 検出器による観測データを解析する。観測データには、衛星からの観測データはもちろんのこと、地球を見ている時間帯、地球が発する磁気異常を発する領域 (SAA) などの影響で観測の質の悪い時間帯のデータなども含まれている。今回の研究で用いるのはこのデータに較正情報が付加されて、不要なデータ、質の悪いデータを取り除いた cleaned event というファイルを用いる。

下図 4.2 に示したのは、X 線データ解析用のソフトウェア XSELECT を用いて抽出したすざく衛星の XIS0 検出器が観測した画像である。次節でも述べるが、今回の解析には対象天体 (ソース) の解析に、ソースの部分と、そのスペクトルから差し引きする宇宙背景放射および検出器固有の雑音を合わせたバックグラウンド (BGD) の部分を切り取るために同じ画像内で表 4.2 の設定で 2 種類の領域を用意する。その結果が下図 4.2 で丸で囲った部分である。

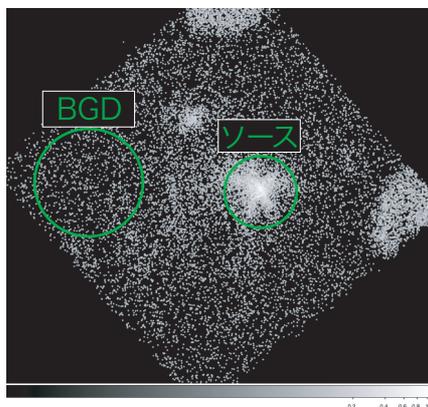


図 4.2: NGC2403 source3 の X 線画像

表 4.2: 領域の設定

領域対象	中心座標 X	中心座標 Y	半径 (pixel)
ソース	900	778	115.141
BGD	432	877	172.712

ソースおよび BGD の領域にあるイベントの時刻情報を抽出し、下図 4.3 にそれぞれの強度の時間変化を示す。下図では対象天体 (ソース) の部分の領域 (詳細は表 4.2 記載) で切り取り、0.5keV ~ 10keV の範囲でエネルギーバンド指定を行ってから、1 ビンあたりの時間幅 1024 秒でまとめたものである。ところどころ抜けがあるのは、地球が影になっていた地没や、SAA の影響で観測が出来なかったためである。

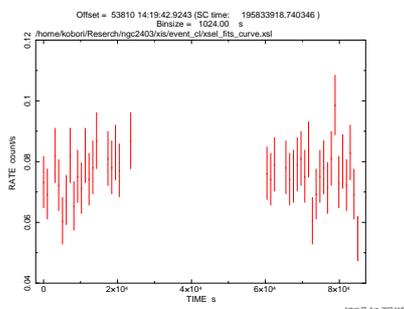


図 4.3: NGC2403 source3 の強度変動 (binsize = 1024)

## 4.3 解析方法

### 4.3.1 応答関数

天体やバックグラウンドなどの X 線源から実際に放射されているはずのスペクトルを観測されたデータより再現するためには観測した望遠鏡や検出器によるスペクトルの変化を応答関数を用いて考慮しなければならない。応答関数は ARF(=Ancillary Region File) と RMF(=Redistribution Matrix File) の 2 種類があり、ARF は検出器の有効面積を表すベクトルを、RMF は量子効率やチャンネル  $P$  をエネルギー  $E$  に変換する行列を含んでいる。ARF の関数を  $A(E)$ 、RMF の関数を  $R(P; E)$ 、入射エネルギースペクトルモデルを  $K(E)$  とすると実際に得られるスペクトル  $S_{mo}(P)$  は

$$S_{mo}(P) = \int R(P; E)A(E)K(E)dE \quad (4.1)$$

と表せる。

今回の研究では RMF は JAXA<sup>4</sup>より配布されている以下のものを検出器毎に分けて用い、ARF に関しては検出器毎に新たに作るものとする。

XIS0 : ae\_xi0\_20051102.rmf

XIS1 : ae\_xi1\_20051102.rmf

XIS2 : ae\_xi2\_20051102.rmf

XIS3 : ae\_xi3\_20051102.rmf

### 4.3.2 スペクトル作成

4.2 で作成した X 線イメージと表 4.2 の領域設定を元に、XSELECT で天体、BGD 双方のスペクトルを抽出する。しかしこのままでは一つのピンあたりの統計がよくないので、grppha というツールを用いてそれぞれのスペクトルをまとめる。そして 4.3.1 で用意した応答関数を用いて、次章の解析に必要なスペクトルを準備する。下図 4.4 はこの作業で作られたスペクトルであり、log-scale で作成されている。

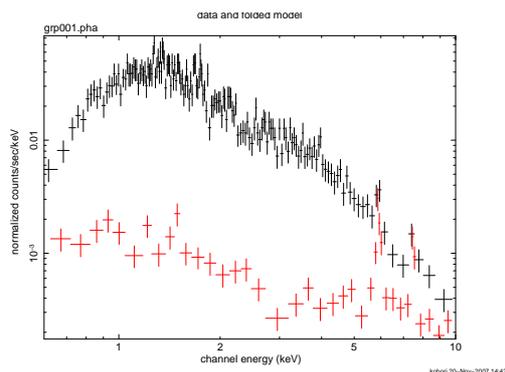


図 4.4: NGC2403 source3 のスペクトル  
(黒が天体で、赤は BGD のスペクトルを示す)  
5.9keV 及び 6.5keV に §3.2.3 で述べたキャリブレーション用の Fe55 の線スペクトルが見られることがわかる。

<sup>4</sup><http://www.astro.isas.jaxa.jp/suzaku/caldb/>



## 第5章 強度変動の解析

### 5.1 強度変動

4.2で作成した強度変化からはソースの時間変動や、観測機器に異常が起っていないかを探ることが出来る。前章の図 4.3 の強度変動では  $2.5 \times 10^4 \sim 6.0 \times 10^4$ [秒] 付近のところで観測されていないが、全体のカウンtrate値の平均値に対して、統計エラー以上の大きな変動は少ないことがわかる。次に time cursor フィルタを用い、 $1.8 \times 10^4 \sim 2.5 \times 10^4$ [秒]、 $6.5 \times 10^4 \sim 7.2 \times 10^4$ [秒] の二つの期間を切り取って比較する。その結果が下の図 5.1 となる。この2つの区間ではよく似た強度変動をそれぞれ形成していることがわかる。この相似している点と、先ほど述べた平均値付近から大きく離れた変動が見られない点から見るとソースにおいては大きな時間変動は起こっていないといえる。

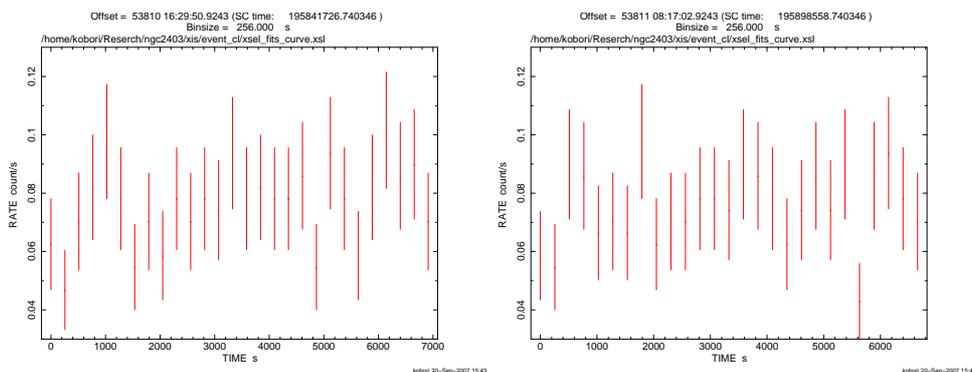


図 5.1: フィルタリング後の強度変動。左;  $1.8 \times 10^4 \sim 2.5 \times 10^4$ [秒] 右;  $6.5 \times 10^4 \sim 7.2 \times 10^4$ [秒]

### 5.2 強度変動の統計的解析

天体の真の変動は式 (5.1) を用いて定量化することができる [5]。

$$\eta(Ta) = \frac{[V(Ta) - X(Ta)]^{1/2}}{X(Ta) - Y(Ta)} \quad (5.1)$$

$Ta$  は図 4.3 等でもまとめられた 1 ビンあたりの時間幅を示しており、図 4.3 は  $Ta=1024s$ 、図 5.1 では  $Ta=256s$  となっている。そして  $X(Ta)$  は  $Ta$  が任意の値の時の強度変動の平均のカウンtrate数、 $V(Ta)$  は同じ強度変動の分散、 $Y(Ta)$  はバックグラウンドの平均カウンtrate数を示している。つまり、式 (5.1) は全体の強度変動の分散  $V(Ta)$  より統計揺らぎによる変動の分散  $X(Ta)$  を差し引いた真の変動を、対象天体そのもののカウンtrate数で割ったものであり、 $\eta(Ta)$  は天体は何%変動しているのかを定量化している。なお図 4.3 等ではカウンtrate (単位:count/s) となっているので、強度変動の値を  $Ta$  倍することで統計用に調整している。式 (5.1) では分子は変動の大きさを、分

母はソースそのものの平均のカウント数で割っているので、この  $\eta(Ta)$  はソースの変動率を示しており、その結果が表 5.1 及び図 5.2 となる。

表 5.1 の  $Ta=32s$  の時の  $\eta(Ta) = 0.146259$  の数値から約 14.6 % の変動率を示している。なお  $\eta(Ta)=NULL$  となっている時は  $X(Ta) > V(Ta)$  となっており、統計揺らぎ以上の変動はないといえる。

表 5.1: 強度変動の統計的解析

Ta 値	X(Ta)	V(Ta)	Y(Ta)	$\eta(Ta)$
XIS0				
32s	2.444369	2.541342	0.315242	0.146259
64s	4.892371	5.308579	0.895550	0.161414
128s	9.804945	9.041624	1.261905	<i>NULL</i>
256s	19.483146	18.856458	3.588015	<i>NULL</i>
512s	38.758621	36.091161	7.210728	<i>NULL</i>
1024s	77.761905	62.514739	14.285714	<i>NULL</i>
XIS2				
32s	2.238128	2.185493	0.337404	<i>NULL</i>
64s	4.475477	4.535502	0.675749	0.064478
128s	8.939560	9.287556	1.347985	0.077706
256s	17.865169	18.599798	2.666667	0.056394
512s	35.804598	37.352623	5.356322	0.047460
1024s	71.738095	83.526644	10.666667	0.056220
XIS3				
32s	2.213704	2.414982	0.321574	0.237108
64s	4.425068	4.789344	0.640327	0.159470
128s	8.848901	8.754642	1.276557	<i>NULL</i>
256s	17.623596	15.976297	2.546816	<i>NULL</i>
512s	35.264368	26.826661	7.643678	<i>NULL</i>
1024s	70.571429	43.863946	9.984127	<i>NULL</i>

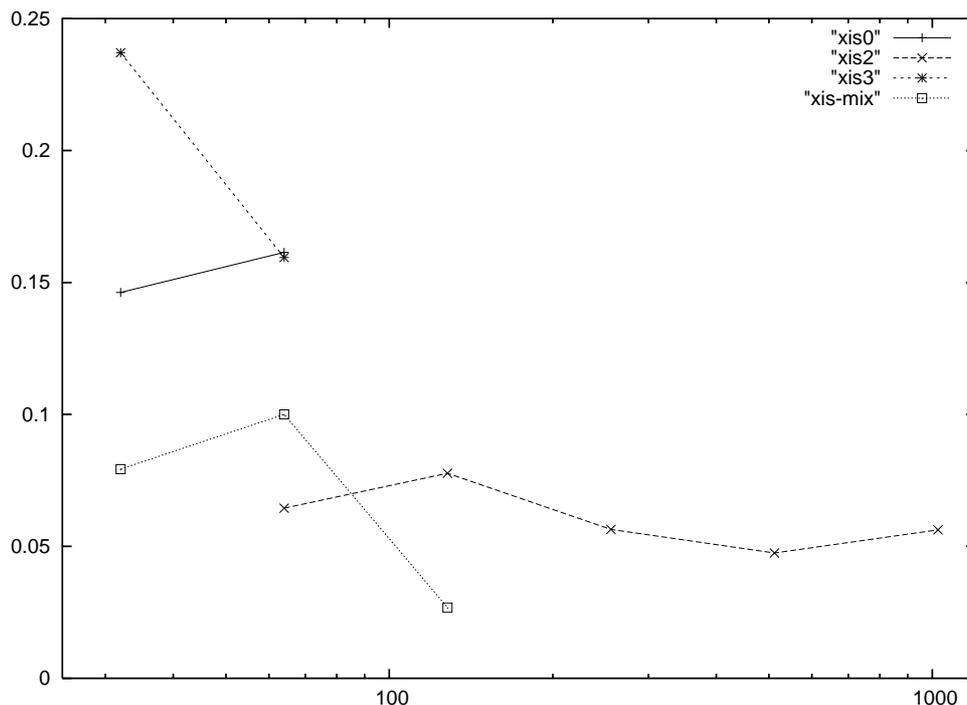


図 5.2: Ta 毎の変動率。横軸 Ta は Log Scale で取っている。なお xis-mix のグラフは XIS0, XIS2, XIS3 検出器のライトカーブを足し合わせて、同様の計算を行って導出した変動率を示している。

### 5.3 強度変動の解析のまとめ

表 5.1、図 5.2 では検出器毎に変動率が表れないこともあるが、前 5.2 節で例に挙げた変動率 14.6 % (XIS0 検出器、 $T_a=32s$ ) の事例で考えてみると、この条件下での平均が  $X(32)=2.44$  であるので  $\pm 0.36\text{count}$  の変動があることが見積もれる。一方、この条件下での XIS0 のライトカーブの誤差は  $\pm 1.43\text{count}$  を示しているため、これを考慮してもこの天体は時間的な変動は大きく見られないことがわかる。また表 5.1 に示した変動率の変化は過去の研究 [5] と比べても天体は違うものの、変動率に関しては大きな差が見られないので時間的な変動は大きくないと考えられる。



## 第6章 スペクトル解析

4.3 節において作成したスペクトルに、BGD のデータを差し引きし、検出器や望遠鏡の変化を示した応答関数を用いることで、検出器が検出したスペクトルを得ることが出来る。これに、天体から放射されているスペクトルを再現するために、放射モデルを決定してフィッティングという作業を行う。

### 6.1 X線の放射モデル

ここでは恒星質量ブラックホールの放射スペクトルを参考にして、多温度黒体放射 (diskbb) モデルや power-law モデルに、星間吸収をかけたモデルを用いてフィッティングを行うものとする。本研究の対象となるブラックホールから観測される X 線スペクトルは以下のモデルで表すことができる。

#### 6.1.1 power-law モデル

power-law のスペクトルは以下の式 (6.1) のようにベキ関数で表される。

$$A(E) = KE^{-\Gamma} \quad (6.1)$$

ここでの  $K$  は単位時間・単位エネルギー・単位面積あたりの放射光子数を示し、ベキ  $\Gamma$  は photon index(光子指数)を指す。なお  $\Gamma$  は無次元量であり、このスペクトルを log-log スケールで取った時に傾きを示す。ブラックホール天体の law/hard 状態は power-law 型のスペクトルを示すことが知られている。図 6.1 は  $\Gamma = 1$  の時の放射スペクトルを表している。

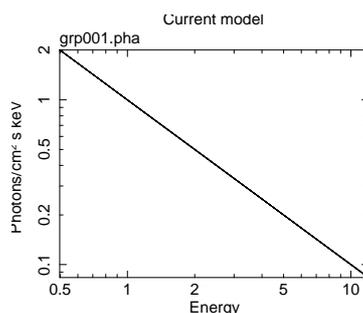


図 6.1:  $\Gamma = 1$  の時の power-law モデルの放射スペクトル。この図は log-log スケールで取れているので、 $\Gamma$  の値はすなわちこのスペクトルの傾きとなっている。

#### 6.1.2 多温度黒体放射モデル

多温度黒体放射モデルは標準降着円盤モデル (Shakura, Sunyaev 1973) を観測データに当てはめるために作られたモデルである。これは降着円盤が中心からの距離に応じた温度で黒体放射す

ときのモデルを示し、diskbb モデル (=Disk Blackbody) や MCD モデル (=Multi-Color Disk) と呼ばれる。パラメータは降着円盤の最内縁、すなわち最も高温となる温度  $T_{in}$  と normalization  $K$  の2つである。

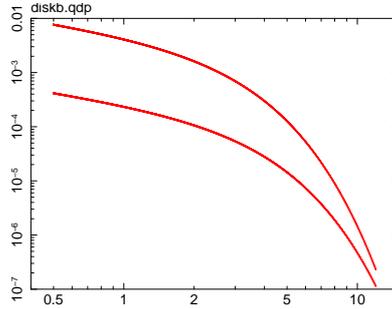


図 6.2: diskb モデルの放射スペクトル。下のスペクトルが  $T_{in} = K = 1$  の時の放射スペクトルを、上のスペクトルが  $T_{in} = 1.28, K = 0.027$  の時の放射スペクトルを示す。どちらの場合でも低エネルギー側に行くほど傾きが緩やかになっていることがわかる。

2.2 節で標準降着円盤の温度分布  $T(r)$  は式 (2.1) のように表されたが、diskbb モデルでは最内縁の境界条件を無視し、

$$T(r) = \left( \frac{GM\dot{M}}{8\pi\sigma r^3} \right) = T_{in} \cdot \left( \frac{r}{r_{in}} \right)^{-\frac{3}{4}} \quad (6.2)$$

のように近似している。この近似のもと、円盤からの全光度  $L_{disk}$  は式 (2.1) を円盤内縁半径  $r_{in}$  から円盤外縁半径  $r_{out}$  の範囲で積分し、かつ  $r_{out} \rightarrow \infty$  とすると、

$$L_{disk} = 2 \int_{r_{out}}^{r_{in}} 2\pi r \cdot \sigma T(r)^4 dr = 4\pi r_{in}^2 \cdot \sigma T_{in}^4 \quad (r_{out} \rightarrow \infty) \quad (6.3)$$

のように円盤の最内縁の温度  $T_{in}$  と半径  $r_{in}$  で表される。従って観測されたスペクトルのカットオフから  $T_{in}$  が、また明るさから  $L_{disk}$  がわかるので結局半径  $r_{in}$  がわかることになる。

ただしここで2つの補正が必要となる。 $r_{in}$  は境界条件を無視した時の内縁半径であるため、実際の円盤内縁半径  $R_{in}$  よりも大きく見積もられている。これを補正する要素が  $\xi = R_{in}/r_{in} = 0.412$  [4] である。また円盤は実際には完全な黒体ではなく、光は散乱されるので実際の円盤表面の有効温度  $T_{eff}$  と観測される色温度  $T_{col}$  が異なり、この比  $\kappa = T_{col}/T_{eff} \sim 1.7$  [7]、考慮しなければならない。実際に観測されるフラックスは  $f_{disk}$  であり、衛星から見た円盤の傾斜角を  $i$  (円盤を正面から見た時が  $i = 0^\circ$ 、端から見た時が  $i = 90^\circ$  となる)、天体までの距離を  $D$  として、

$$f_{disk} = \frac{L_{disk}}{4\pi D^2} \cos i$$

で示されるので、観測から  $r_{in}$  と  $T_{in}$  が分かり、 $L_{disk}$  が計算されるので、(6.3) 式より  $R_{in}$  は、

$$R_{in} = \xi \kappa^2 r_{in} = 1.19 r_{in} \quad (6.4)$$

となる。標準降着円盤では、ここで求めた円盤内縁半径  $R_{in}$  が、一般相対性理論から BH のまわりの安定なケプラー軌道 (最終安定軌道  $R_{ms}$ ) であると考えられており、この  $R_{ms}$  には制限がある。BH が回転している場合は  $R_{in}$  よりも小さな値が導かれ、その回転速度が最速の場合には  $R_{ms} = 0.5 R_s$  と、無回転 (シュヴァルツシルト) BH の場合は  $R_{ms} = 3 R_s$  となる。

## 6.1.3 星間吸収モデル

天体から発生する X 線は観測衛星に届くまでに、その間で存在している星間ガスによって吸収されている。wabs(星間吸収) モデルはその X 線がこの過程で受ける星間吸収を考慮しているモデルである。

$$A(E) = \exp(-N_H \times \sigma(E)) \quad (6.5)$$

上式 (6.5) はあるエネルギー E の X 線が吸収される確率を示したものである。この式の  $N_H$  は水素の柱密度といい、 $N_H = n_H \cdot d$  で定義されている。 $n_H$  は水素密度、 $d$  は吸収体の視線方向の厚さを示している。銀河系内で最も多い元素は水素であるが、実際には他の元素も含まれているので  $N_H$  はそれらの元素の影響を考慮されて計算されている。また  $\sigma(E)$  は星間吸収の断面積であり、主要元素の断面積をその組成比に合わせて重みをつけて足し合わせたものである。宇宙空間ではどんな放射でも星間吸収は起こりえるのでこのモデルは全てのスペクトルフィッティングに用いられる。

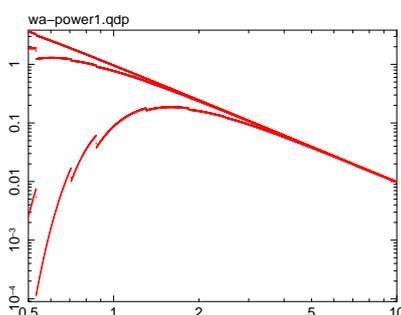


図 6.3: wabs\*power-law モデルの放射スペクトル。上から  $N_H$  のパラメータに  $0.1 \times 10^{21}, 1 \times 10^{21}, 10 \times 10^{21} [\text{cm}^{-2}]$  を代入している ( $\Gamma = 2.0$ )。図 6.1 の power-law 単体の放射スペクトルと比べると低エネルギー領域での吸収補正がかかり、 $N_H$  が大きくなるほど補正が強くなりその分だけスペクトルが落ち込んでいくことがわかる。

## 6.2 モデルフィット

スペクトル解析では、いくつかのパラメータを持つモデルスペクトルを応答関数や BGD を通して、実際に得られるはずのスペクトル  $S_{mo}(P)$  に直して解析データのスペクトルと比較することで、モデルの妥当性を  $\chi^2$  検定を用いて行うことである。この時の  $\chi^2$  値は下式 (6.6) で表す。

$$\chi^2 = \sum_P \left( \frac{S_{obs}(P) - S_{mo}(P)}{\sigma_P} \right)^2 \quad (6.6)$$

P はチャンネル、 $S_{obs}(P)$  は観測されたスペクトルから BGD を差し引いたもの、 $S_{mo}(P)$  はモデルの期待値、 $\sigma$  は  $S_{obs}$  の誤差を示している。 $\sigma_P$  は統計誤差  $\sigma_{poission}$  と系統誤差  $\sigma_{sys}$  を用いて

$$\sigma_P = \sqrt{\sigma_{poission}^2 + \sigma_{sys}^2}$$

と表される。また式 (6.6) の  $\chi^2$  値を自由度 (表 6.1 の d.o.f=degree of freedom) で割った値 reduced  $\chi^2$  がモデルフィットにおいて注視すべき値となり、これが 1 に近い値を取るようになることが、モデルがデータをよく再現している、ということを示すことになる。1 より大きければモデルがデータを再現できていないことを意味し、逆に 1 よりはるかに小さい場合はモデルのパラメータが多すぎる、または誤差が大きすぎるということを示している。

## 6.3 解析の準備

まずフィッティングを行う前に 4.3 節において作成したスペクトル (下図 6.5) を確認する。これは天体そのもののスペクトルと、BGD のスペクトルを並べたものであり、これを用いて天体のスペクトルに与える BGD のスペクトルの影響度を理解することが出来る。図 6.5 は log-scale で作成されており、低エネルギー帯ではほぼ一桁の差が天体と BGD の間に見られるので BGD の影響は高くないと言える。

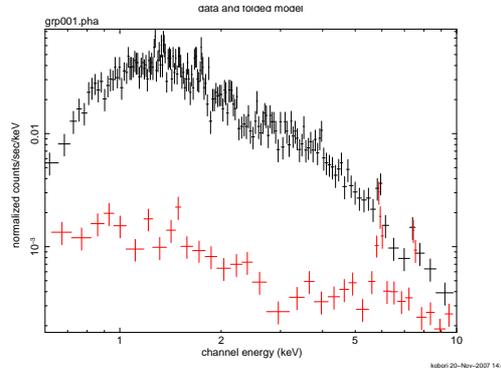


図 6.4: NGC2403 source3 のスペクトル。黒のスペクトルは天体のものを示し、赤のスペクトルが BGD を示す。検出器は XIS0 である。

これに 6.1 節であげたモデルを用いてフィッティングを行っていく。原則的に星間吸収モデルは使用し、他に power-law モデルや diskbb モデルと合わせてフィッティングを行うことで、よりモデルがデータを再現できるようにパラメータを調整していく。このフィッティングの結果で出た最適なパラメータを次 6.4 節にまとめる。

以降の解析ではまず XIS0,1,2,3 検出器をそれぞれ独立に解析していったが、検出器間に差が見られなかったために (付録 A の表 A.1 参照) 今後の解析においては XIS0,2,3 の 3 つの検出器のデータを heasoft のツール mathpha を用いて足し合わせたスペクトルを使用します。そしてこのスペクトルと XIS1 検出器のスペクトルをパラメータを同じ値として同時フィットを行うものとする。

## 6.4 解析と結果

### 6.4.1 power-law フィット

まず最も単純な power-law モデルでフィッティングを行った。図 6.5 は XIS-023(黒)、XIS1(赤)のデータ、及びベストフィットモデル (実線)、さらにデータとモデルのズレを  $\chi$  値で示したものである。表 6.1 上段にベストフィットパラメータを示す。ベストフィットの  $\Gamma$  は 2.4 で high/soft 状態の power-law の光子指数に矛盾ないが、図 6.5 の下段に示したようにモデルはデータを再現していない。実際に  $\chi^2/\text{d.o.f}$  は 867.9/584 を示しており、 $\chi^2$  検定で 0.01 % に満たないために棄却できる。

### 6.4.2 diskbb フィット

次に diskbb モデルでのフィットを試みた。その結果のデータやベストフィットモデル、 $\chi$  値を図 6.6 下段に、そのベストフィットパラメータは表 6.1 内に同じように示す。このモデルで導出さ

れたベストフィットの  $T_{in}$  は 1.11keV を示しており、かつ、図 6.6 の下段の  $\chi$  値を見てもモデルがデータをよく再現していることがわかる。 $\chi^2/\text{d.o.f}$  を見ても 608.7/584 と示されていて、その  $\chi^2$  検定においても 23.2 % となっているので diskbb モデルは合っていると考えることができる。

### 6.4.3 diskbb+power-law フィット

さらに diskbb モデルでは合っているものの、まだまだ 20 % と十分ではないので power-law モデルと diskbb モデルを足したモデルフィットを行う。normalization を含む全てのパラメータを 2 つのスペクトルで同値にさせての同時フィットを行った。この結果を表 6.2 の一段目、及び、データやベストフィットモデルを図 6.7 に示すものとする。このフィットにおいてフラックスや光度には diskbb モデル単体フィットのものとは変化はなかったものの、 $\chi^2$  検定においても信頼度が 27.8 % と向上しており、より精度が上がったフィットが導かれたことがわかる。実際、diskbb 単体のフィットと今回のフィットを F 検定で比較すると、F 値が  $F(584, 2) = 7.1$  であり、フィットの改善は 97.8 % で有意である。

しかしながら、フィットは改善されたものの、power-law の光子指数  $\Gamma=5.7$  となり、high/soft 状態の  $\Gamma = 2.0$  程度の弱い power-law とは異なる。実際に、図 6.7 では power-law 成分は高エネルギー側で卓越するのではなく、低エネルギー側でスペクトルに現れており、これは diskbb のモデルの不定性を改善するために、power-law が見かけ上、必要になっていると解釈出来る。

### 6.4.4 diskbb+power-law( $\Gamma=2$ ) フィット

最後に、通常の high/soft 状態の弱い power-law が存在した場合に、それが降着円盤のパラメータに影響するか考慮するため、 $\Gamma = 2.0$  に固定した power-law と diskbb というモデルで同時フィットを行い、その結果を表 6.2 二段目、及び、データやベストフィットモデルを図 6.8 に示すものとする。フラックスや光度は非固定同時フィットとほとんど変わらない数値が導かれたが、power-law モデルの normalization が大きく落ち込んでいることがわかる。これは図 6.8 に注目しても明らかで、power-law 成分のモデルにおいて図 6.7 よりも全体的に落ち込んでいることがわかり、high/soft 状態で通常見られる弱い power-law が存在したとしても、その影響は降着円盤のパラメータの決定に全く影響しないことがわかる。

表 6.1: NGC2403 source3 のベストフィットパラメータ

モデル	$N_H^{(1)}$	$\Gamma^{(2)}$	$T_{in}$ (keV)	norm <sup>(3)</sup>	$\frac{XIS1}{XIS023}$	$F_X^{(4)}$	$L_X^{(5)}$	$\chi^2/d.o.f$ (信頼度)
power-law	$4.17 \pm 0.17$	$2.43 \pm 0.03$		7.37	0.825	1.54	2.20	867.9/584 (< 0.01 %)
diskbb	$0.79 \pm 0.11$		1.11	5.40	0.804	1.49	1.89	608.7/584 (23.2 %)

(1) 単位は  $10^{-21}(\text{cm}^{-2})$  (2) 光子指数を示す。

(3) power-law モデル適用時の単位は  $10^{-4}$ 、diskbb モデル適用時は  $10^{-2}$

(4) 星間吸収の補正をしていない flux(0.5keV-10keV) を示す。単位は  $10^{-12}(\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2})$

(5) 距離 3.2Mpc における光度を示す。吸収補正済み。単位は  $10^{39}(\text{erg s}^{-1})$

表 6.2: NGC2403 source3 のベストフィットパラメータ 2(XIS023=XIS1 共通フィット)

モデル	$N_H^{(1)}$	$\Gamma^{(2)}$	$T_{in}$ (keV)	norm(PL) <sup>(3)</sup> norm(disk)	$\frac{XIS1}{XIS023}$	$F_X^{(4)}$	$L_X^{(5)}$	$\chi^2/d.o.f$ (信頼度)
power-law + diskbb	$5.64 \pm 0.92$	$5.46 \pm 0.49$		5.29	0.804	1.48	1.89	601.6/582 (27.8 %)
power-law + diskbb <sup>(6)</sup>	$0.87 \pm 0.26$	2.00		$3.22 \cdot 10^{-8}$	0.810	1.48	1.90	608.9/583 (22.2 %)

(1) 単位は  $10^{-21}(\text{cm}^{-2})$  (2) 光子指数を示す。

(3) power-law モデル適用時の単位は  $10^{-4}$ 、diskbb モデル適用時は  $10^{-2}$

(4) 星間吸収の補正をしていない flux(0.5keV-10keV) を示す。単位は  $10^{-12}(\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2})$

(5) 距離 3.2Mpc における光度を示す。吸収補正済み。単位は  $10^{39}(\text{erg s}^{-1})$

(6)  $\Gamma = 2.0$  として同時フィットを行ったベストフィットパラメータ

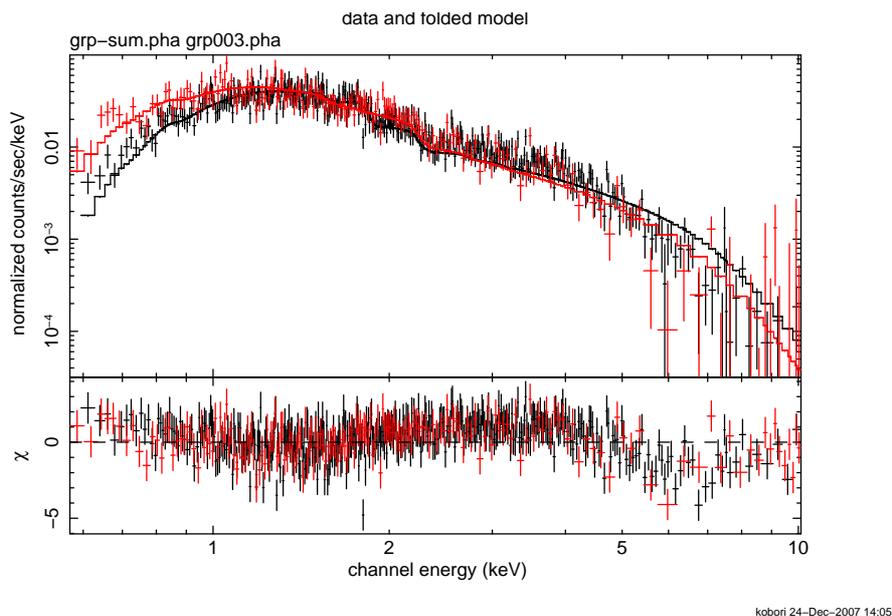


図 6.5: power-law モデルのベストフィットモデル。XIS0,XIS2,XIS3 検出器で観測したスペクトルを足し合わせたもの（上図の黒グラフ）と、XIS1 検出器のスペクトル（上図の赤グラフ）と  $N_H$  を共通にして同時フィットしたもの。

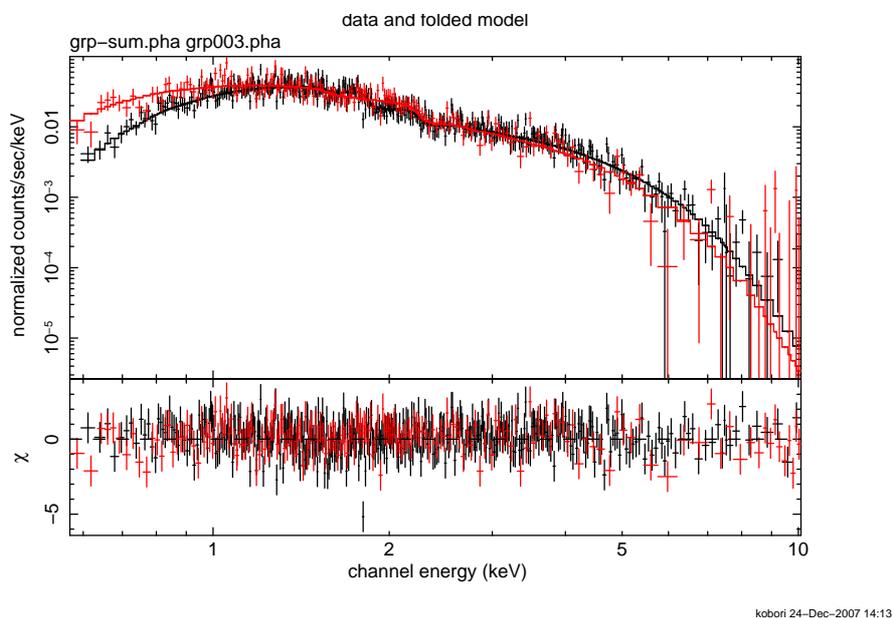


図 6.6: diskbb モデルのベストフィットモデル。XIS0,XIS2,XIS3 検出器で観測したスペクトルを足し合わせたもの（上図の黒グラフ）と、XIS1 検出器のスペクトル（上図の赤グラフ）と  $N_H$  を共通にして同時フィットしたもの

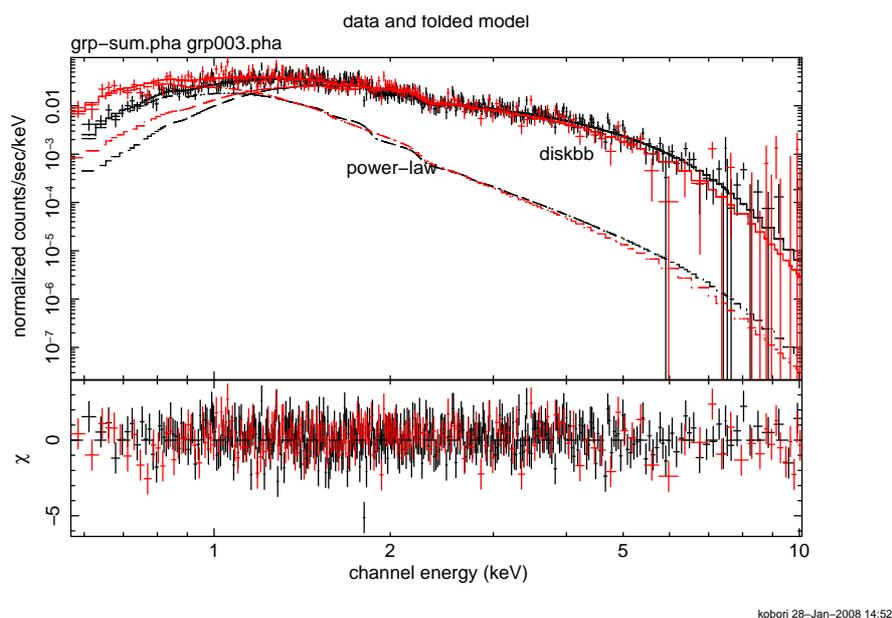


図 6.7: power-law と diskbb モデルのベストフィットモデル。破線はそれぞれのモデルの成分を示している。

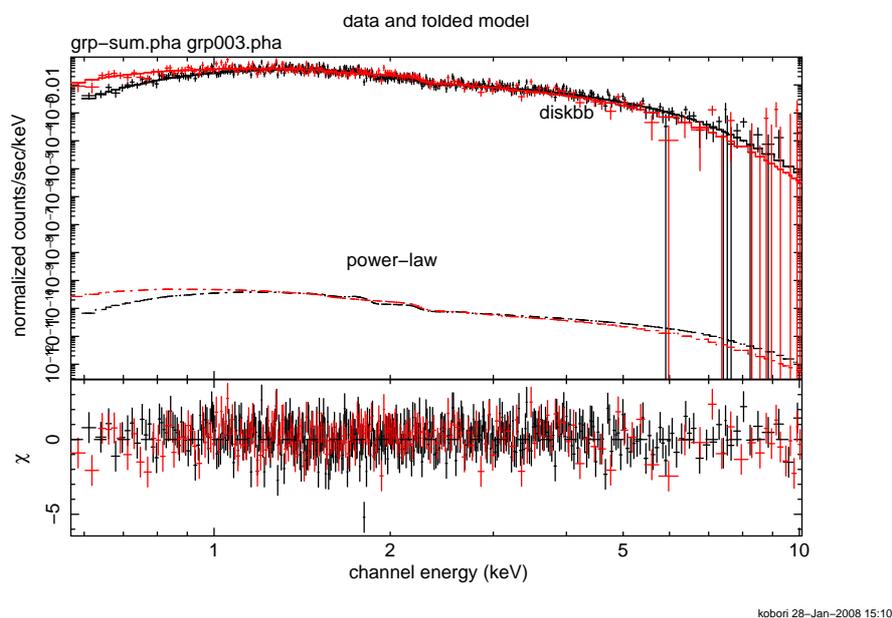


図 6.8: power-law( $\Gamma = 2.0$  で固定) と diskbb モデルのベストフィットモデル。破線はそれぞれのモデルの成分を示している。

## 第7章 考察

### 7.1 スペクトル解析より求められる物理量

6章でのモデルフィットによって得られたパラメータから、対象天体の物理量を求めることが出来る。まず降着円盤の内縁半径は6.1.2部の多温度黒体放射モデルの normalization  $K$  の定義から以下の式で求められる。下式の  $D$  は対象天体までの距離、 $i$  は円盤の傾斜角を示している。

$$K = \left( \frac{r_{in}}{10\text{km}} \frac{10\text{kpc}}{D} \right)^2 \cos(i)$$

これで導かれる  $r_{in}$  に同じく6.1.2部の式(6.4)で触れた円盤内縁半径の補正を行い、これを  $R_{in}$  とする。また式(6.3)から2つのパラメータから円盤の傾斜角  $i$  を仮定し、円盤からの全光度  $L_{disk}$  も求めることが出来る。これで前章のパラメータとここで導いた物理量から対象天体の質量を求めることも可能になる。 $R_{in}$  からは  $R_{in} = 3R_S$  ( $R_S$ : シュヴァルツシルト半径) とすると、以下の式から BH 質量  $M_R$  を見積もることができる。

$$R_S = \frac{2GM}{c^2}$$

上式の  $G$  は万有引力定数 ( $= 6.67259 \times 10^{-11} [\text{m}^3 \text{s}^{-2} \text{kg}^{-1}]$ ) を、 $c$  は光速を示す。これらから求めた対象天体 NGC2403 source3 の物理量を下表7.1に表す。

表7.1では、軌道傾斜角  $i$  の依存性があるが、エディントン限界の条件から、 $L_{disk}$  は  $L_{Edd}$  より小さくなければいけない。すなわち、 $L_{disk} < L_{Edd}$  より、diskbb 単体フィットでは傾斜角が  $i > 40^\circ$  の場合に  $L_{disk} > L_{Edd}$  となり、エディントン限界の条件から棄却され、 $0^\circ \leq i \leq 40^\circ$  の時に  $10.0\text{--}11.4M_\odot$  と見積もることができる。また観測された光度  $L_{disk}$  はエディントン限界の  $87.2\%(i=0)\text{--}100\%(i=40)$  であり、同様に diskbb+power-law モデルフィットの場合は質量が  $10.1\text{--}11.5M_\odot$  以下、 $i$  は  $52^\circ$  以下の時と見積もれ、エディントン限界の  $87.2\%(i=0)\text{--}100\%(i=52)$  の光度で輝いており、BH が回転していないとした場合、臨界光度で輝く恒星質量 BH と解釈できる。

表 7.1: NGC2403 source3 の物理量

モデル	$T_{in}$ (keV)	$R_{in}$ (km)	$L_{disk}^{(1)}$ $\frac{1.09}{\cos i}$	$M_R^{(2)}$ $M_\odot$	$L_{Edd}^{(3)}$ $\frac{1.25}{\sqrt{\cos i}}$	$M_{RK}^{(4)}$ $M_\odot$	$L_{EK}^{(4)}$ $\frac{7.56}{\sqrt{\cos i}}$
diskbb	1.11	$\frac{88.5}{\sqrt{\cos i}}$	$\frac{1.09}{\cos i}$	$\frac{10.0}{\sqrt{\cos i}}$	$\frac{1.25}{\sqrt{\cos i}}$	$\frac{60.0}{\sqrt{\cos i}}$	$\frac{7.56}{\sqrt{\cos i}}$
diskbb+power	1.07	$\frac{90.1}{\sqrt{\cos i}}$	$\frac{0.97}{\cos i}$	$\frac{10.1}{\sqrt{\cos i}}$	$\frac{1.25}{\sqrt{\cos i}}$	$\frac{61.1}{\sqrt{\cos i}}$	$\frac{7.64}{\sqrt{\cos i}}$

(1) 単位は  $10^{39} (\text{erg s}^{-1})$  (2)  $R_{in} = 3R_S$  とした時の BH 質量。

(3)  $L_{Edd}$ : 質量  $M_R$  時のエディントン限界光度。単位は  $10^{39} (\text{erg s}^{-1})$

(4) 円盤と同方向で最も早い回転速度で回転した場合のブラックホール質量  $M_{RK}$  とエディントン限界光度  $L_{EK}$ 。  $L_{EK}$  の単位は  $10^{39} (\text{erg s}^{-1})$

## 7.2 円盤内縁半径とスピン

前7.1節ではBHが全く回転していない、シュヴァルツシルト・ブラックホールにおいて物理量を導出していったが、BHも他の天体と同じように回転していると考えた方がより自然である。この節では回転を考慮して改めて物理量を求め、その値を表7.1のBH質量 $M_{\text{RK}}$ 、その質量でのエディントン限界 $L_{\text{EK}}$ とする。

まずはBHが降着円盤と同じ方向に回転している、カー・ブラックホールの場合である。一般相対性理論により、この回転速度が早くなるにつれて最終安定軌道 $R_{ms}$ がシュヴァルツシルトBHの時よりも内側に拡大していき、最終的には $R_{ms} = 0.5R_s$ まで伸びる。diskbb+power-lawでのモデルフィットに基づくと $R_{in} = \frac{88.5}{\sqrt{\cos i}} [\text{km}]$ を代入すると、シュヴァルツシルト半径 $R_s = \frac{180.2}{\sqrt{\cos i}} [\text{km}]$ となり、この場合のBH質量 $M_{\text{RK}}$ は $\frac{61.1}{\sqrt{\cos i}} M_{\odot}$ と見積もることができる。同様にしてdiskbb単体から見積もれるBH質量 $M_{\text{RK}}$ と、その質量でのエディントン限界 $L_{\text{EK}}$ を表7.1に示す。ここで前7.1節と同様にスピンを考慮した場合についても、エディントン限界の条件を満たすためのBH質量と傾斜角 $i$ を導くことができる。すなわち、 $L_{\text{disk}} < L_{\text{EK}}$ となるためには $i < 89^\circ$ の時となり、エディントン限界の条件はほとんどすべての傾斜角で満たされる。なお、この場合のBH質量は $61.1M_{\odot}(i = 0^\circ) - 462.5M_{\odot}(i = 89^\circ)$ と見積もれる。また、この場合、観測された $L_{\text{disk}}$ はエディントン限界の12.7%( $i = 0$ )から100%( $i = 89$ )となる。

一方、BHが円盤とは逆の方向に回転している場合、最終安定軌道はシュバルツシルトBHよりも外側で止まり、最も回転の強い場合、 $R_{ms} = 9/2R_s$ となる。すなわち、 $R_{in}$ から見積もられるシュバルツシルト半径は小さくなり、BH質量も非回転時よりも小さく見積もられることになるために、その場合はエディントン限界を満たすことが出来なくなるため、考慮しないものとする。

つまりNGC2403 source3の見積もれる質量は傾斜角 $i = 0^\circ$ とすると、 $10.1 - 61.1M_{\odot}$ の範囲で考えられる。また回転速度が上がるとBH質量は重くなり最大 $\sim 500M_{\odot}$ までの質量と推定される。同時にその光度はエディントン限界の臨界光度から減少していくものの、円盤の傾斜角 $i$ が大きくなるほどその減少度合いが小さくなっていくことがわかる。

## 7.3 降着円盤の構造

前6章におけるdiskbb+power-lawモデルでのフィットにおいてpower-lawの値が5.5となっており、diskbb側を補う形となっている。これはdiskbbモデルでは完全にスペクトルの再現がなされておらず、実際の降着円盤が若干ながら標準降着円盤からずれている可能性を示している。

実際、降着円盤理論ではエディントン限界近くで輝く場合は降着円盤が標準降着円盤からずれ、放射に加えて移流によるエネルギーの解放が重要になると予測されている。今回の解析で得られた、低エネルギー側のdiskbbモデルのずれはこの移流の効果が観測され始めたものとして解釈することができる。従って、NGC2403 source3の性質は極端に回転し、エディントン限界と比較して低光度で輝くBHと考えるよりは、エディントン限界ギリギリで輝く $10 - 12M_{\odot}$ 程度のシュヴァルツシルトBH、もしくは回転速度を持ち、かつ、円盤の傾斜角が非常に大きい大質量(最大 $\sim 500M_{\odot}$ )のカーBHと解釈することが自然である。

## 7.4 過去の研究との比較

1997年10月のASCA衛星[3]、2003年4月、9月、2004年9月においてXMM-Newton[9]の観測データから解析されたデータから比較を行う。下表7.2にその研究データを本研究のデータとまとめて表示した。

ASCA や XMM-Newton と、すざくの観測データにおいて  $L_{disk}$  にそれぞれ若干の差はあるが、それ以外の物理量では非常に近い数値を解析で導出している。特にこの中でも  $R_{in}$  は、本研究で解析したすざくのデータがこれまでの観測の中で比較的明るい時期にあたり、2004/04/30 の XMM-Newton の結果を除いて他の観測と良く一致していることがわかる。

2004/9/12 の XMM-Newton の観測では、他の観測に比べて  $R_{in}$  が小さくなっているが、この観測は過去の観測中で最も明るい状態で行われ、diskbb 単体ではフィットできておらず、低エネルギー側の power-law 成分が顕著であった。これは 7.3 で述べた移流の効果がより重要であるためと考えられる。このような時には  $R_{in}$  は  $R_{ms}$  よりも小さくなることが理論予測されており、その効果が観測されていると考えられる。この 2004 年の観測を除けば、今回の観測結果で得られた  $R_{in}$  は過去の観測と等しく、 $R_{in}$  が最終安定軌道で決まるということを観測的に強化するものである。また同時に、diskbb の  $R_{in}$  の結果から BH 質量を導く妥当性も示している。

表 7.2: XMM-Newton とすざく衛星の観測データの比較

Date	モデル	$T_{in}$ (keV)	$R_{in}$ (km)	$L_{disk}^{(1)}$	$L_{pow}^{(2)}$	$M_E^{(3)}$ $M_{\odot}$	$M_R^{(4)}$ $M_{\odot}$
ASCA							
1997/10/29	diskbb	1.10	130	2.3		17.7	14.7
XMM-Newton							
2003/04/30	diskbb	1.04	127	1.73		10	14
2003/09/11	diskbb	1.09	122	1.90		11	14
2004/09/12	diskbb+PL	1.17	101	1.73	1.96	23	11
すざく							
2007/03/16	diskbb	1.11	125.2	2.18		16.8	14.1
2007/03/16	diskbb+PL	1.07	127.1	1.93		14.8	14.3

(1) 円盤の傾斜角  $i = 60^\circ$  とした時の全光度。

単位は  $10^{39}$  (erg s $^{-1}$ )

(2) 0.5-10.0keV における power-law モデルの光度。

(3)  $L_{disk} + L_{pow} = L_E$  とした時の BH 質量。

(4)  $R_{in} = 3R_S$  とした時の BH 質量。



## 第8章 結論

本研究では、対象天体の降着円盤から放射されている X 線のスペクトルを調べることで、降着円盤の状態を調べ、ブラックホールの質量を導くために、すざく衛星がほぼ 1 日かけて観測した NGC2403 source3 のデータ解析を行った。

ブラックホールの典型的なスペクトルモデルより、power-law モデル、多温度黒体放射 (diskbb) モデルに、星間吸収 (wabs) モデルをかけたモデルフィットを行った。これにより、NGC2403 source3 のスペクトルが光学的に厚い降着円盤からの放射と考えると矛盾ないことを示すことができた。降着円盤の内縁の温度は 1.11keV、半径は  $88.5(i=0)$ - $101.1\text{km}(i=40)$  と見積もられた。さらに、diskbb と power-law の 2 成分モデルでのフィットも行った。その結果、power-law モデル単体、diskbb モデル単体のフィットよりも向上したが、power-law の光子指数が  $\Gamma=5.5$  となった。この power-law 成分は、high/soft 状態に観測される通常の power-law ではなく、NGC2403 source3 の光学的に厚い降着円盤からの放射が diskbb モデルで完全に記述できず、実際の降着円盤が標準降着円盤からずれている可能性がある。また円盤内縁半径  $R_{in}$  は過去の観測結果 (XMM-Newton の 2004/09/12 を除く) と比べてもほとんど等しいため、 $R_{in}=R_{ms}$  であることをより裏付けることとなる。よってこの BH はエディントン限界ギリギリで輝く BH と考えられる。

power-law モデルと diskbb モデルのフィットで得られたパラメータと、この降着円盤の状態から BH の本質に迫っていった結果、エディントン限界の条件下 (円盤の傾斜角  $i < 52^\circ$ ) の時に円盤の内縁半径  $R_{in}$  が  $90.1/\sqrt{\cos i}$ 、BH 質量が  $10.1$ - $11.5M_\odot$  と見積もることができる。

しかし円盤の傾斜角  $i$  が大きい場合に限られるが、回転を考慮するカー BH もエディントン限界ギリギリの光度で輝くために可能性としては捨て切れない。この時の BH 質量は  $320$ - $460M_\odot$  の大質量と見積もることが出来る。つまりこの NGC2403 source3 は円盤の傾斜角  $i$  によって、その質量が  $20M_\odot$  を超えない恒星質量 BH と、 $400M_\odot$  近い質量を持つ中質量 BH とも考えることができる。



## 付録 A 解析データとスペクトル

6章で触れた、XIS 検出器単体のスペクトル毎に行ったモデルフィット、および全ての XIS 検出器のスペクトルに対してパラメータを同じ値として同時フィットして得られたベストフィットパラメータを以下の表 A.1 にまとめる。

表 A.1: NGC2403 source3 のベストフィットパラメータ

モデル	$N_H^{(1)}$	$\Gamma^{(2)}$	$T_{in}$ (keV)	$F_X^{(3)}$	$L_X^{(4)}$	$\chi^2/\text{d.o.f}$ (信頼度)
XIS0						
power-law	$4.52 \pm 0.36$	$2.41 \pm 0.064$		1.44	2.01	239.2/161 (< 0.01 %)
diskbb	$1.03 \pm 0.23$		$1.17 \pm 0.03$	1.40	1.89	165.1/161 (39.6 %)
diskbb <sup>(5)</sup>	$0.91 \pm 0.11$		$1.18 \pm 0.03$	1.42	1.90	165.6/161 (38.5 %)
XIS1						
power-law	$4.17 \pm 0.31$	$2.41 \pm 0.071$		1.29	1.82	249.5/182 (< 0.01 %)
diskbb	$1.23 \pm 0.19$		$1.04 \pm 0.03$	1.17	1.63	190.0/182 (32.7 %)
diskbb <sup>(5)</sup>	$0.91 \pm 0.11$		$1.09 \pm 0.03$	1.18	1.60	193.1/182 (27.2 %)
XIS2						
power-law	$3.89 \pm 0.23$	$2.40 \pm 0.067$		1.55	2.15	201.3/149 (0.28 %)
diskbb	$0.62 \pm 0.22$		$1.12 \pm 0.03$	1.49	1.95	138.6/149 (71.8 %)
diskbb <sup>(5)</sup>	$0.91 \pm 0.11$		$1.10 \pm 0.03$	1.47	1.98	140.2/149 (68.4 %)
XIS3						
power-law	$4.18 \pm 0.40$	$2.45 \pm 0.069$		1.57	2.18	213.1/147 (0.03 %)
diskbb	$0.39 \pm 0.25$		$1.13 \pm 0.04$	1.52	1.94	163.5/147 (16.6 %)
diskbb <sup>(5)</sup>	$0.91 \pm 0.11$		$1.09 \pm 0.03$	1.49	2.00	167.4/147 (12.0 %)

(1) 単位は  $10^{-21}$  ( $\text{cm}^{-2}$ )

(2) 光子指数を示す。

(3) 星間吸収の補正をしていない flux(0.5keV-10keV) を示す。単位は  $10^{-12}$  ( $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$ )

(4) 距離 3.2Mpc における光度を示す。吸収補正済み。単位は  $10^{39}$  ( $\text{erg s}^{-1}$ )

(5) 4 つの検出器に対して  $N_H$  を共通にして同時フィットを行った結果。

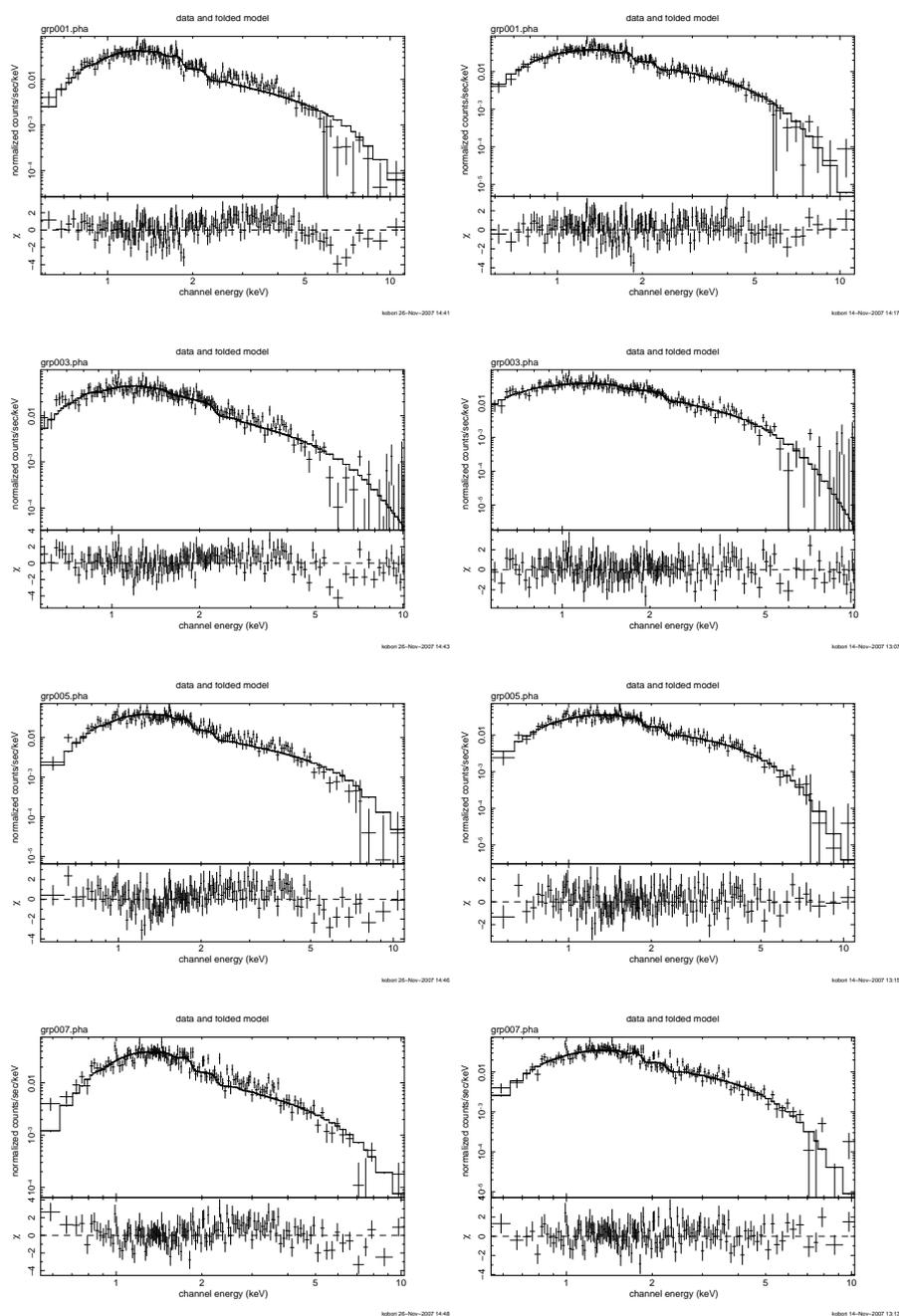


図 A.1: 0.5keV-10keV での NGC2403 source3 のスペクトル

上段から XIS0,XIS1,XIS2,XIS3 検出器、左側が power-law モデルで、右側が diskbb モデルでフィッティングしたものである。図の上段にあるのはスペクトルとモデルを示しており、下段は reduced  $\chi^2$  を表している。二つのモデルフィットを比べると、5keV 以降のスペクトルとモデルとのズレの大きさが異なっているのが見て取れる。

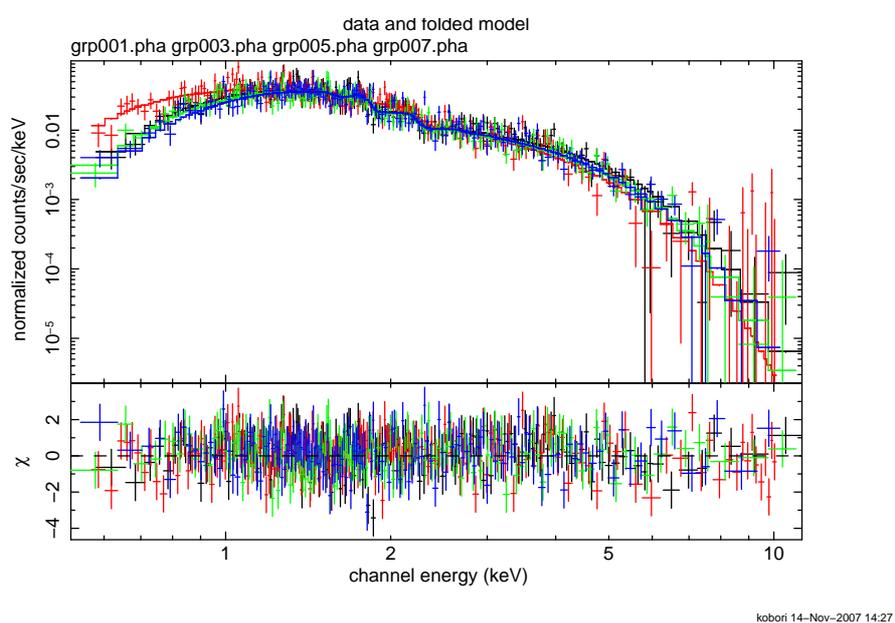


図 A.2: 0.5keV-10keV での NGC2403 source3 の各スペクトル  
4つの検出器のスペクトルに  $N_H$  を共通にして同時フィットしたもの。それぞれ黒:XIS0,  
赤:XIS1, 緑:XIS2, 青:XIS3 検出器のスペクトルを示している。



## 関連図書

- [1] Shakura,N. I.,Sunyaev, R. A. 1973, A&A, 24, 337
- [2] Makishima,K. et al. 2000,ApJ, 535, 632
- [3] Kotoku, J., Mizuno, T., Kubota, A., Makishima, K. 2000, PASJ, 52, 1081
- [4] Kubota, A.,Tanaka,Y.,Makishima,K.,Ueda,Y.,Dotani,T.,Inoue,H.,Yamaoka,K.1998 PASJ, 50, 667
- [5] Maejima et al. 1984, ApJ 285,712
- [6] Mitsuda, K. et al. 2007, PASJ, 59, 1
- [7] Shimura, T., Takahara,F. et al. 1995, ApJ, 445, 780
- [8] 小山勝二 X線で探る宇宙 培風館
- [9] 角田奈緒子 修士論文(東京理科大学),2005
- [10] 久保田あや 博士論文(東京大学), 2007
- [11] 「すざくヘルプ」デスク 「すざく」ファーストステップガイド