

# X線観測による孤立した楕円銀河高温ガスの 重元素組成比の測定

広島大学大学院 理学研究科 物理学専攻  
高エネルギー宇宙・素粒子実験研究室

M042196 戸塚都

2006年2月10日

## 概要

銀河が密集した系である銀河団は X 線で輝く高温 (1~10keV) の銀河間ガス (ICM) で満たされていることが分かった。この ICM 中には大量の重元素が存在している。この重元素は銀河の中の星で生成され、星の mass loss や Ia 型、II 型超新星爆発によって星間ガス (ISM) へと放出され、さらに ISM を取り巻く ICM 中へと放出されることになる。ICM 中に大量の重元素が存在するということは、過去に銀河から ICM への大量の重元素放出があったことを示唆させる。この ICM への主要な重元素供給源として、銀河団中に多く存在する楕円銀河が考えられる。楕円銀河の中には星から ICM へ放出される途中段階の ISM が X 線で輝いている。よって、X 線で楕円銀河を観測すれば、宇宙における重元素組成史の情報が分かる

この楕円銀河を観測する上で良いサンプルとして、銀河周囲からの影響が少ない、孤立した X 線で暗い楕円銀河が挙げられる。楕円銀河は他に、X 線で明るい楕円銀河、cD 銀河があるがこれらは銀河団の中心付近に位置しており、銀河周囲の ICM の影響が大きい。また楕円銀河のほとんどがこの X 線で暗い楕円銀河であることから、楕円銀河の良いサンプルであると言える。しかし、こうした銀河は X 線で暗く、コンパクトで、銀河中の低質量 X 線連星の放射が強く影響することから X 線観測が困難であった。そのため、これまでの X 線衛星による観測では、精度のよい観測結果が得られず、楕円銀河が ICM の重元素供給源となり得るほど十分な重元素組成比の値が得られなかった。そこで今回、空間分解能が非常に優れた X 線衛星 Chandra により観測を行ない、X 線で暗い楕円銀河について、銀河中の低質量 X 線連星の放射を除き、詳細な空間分布の解析を行なった。この結果、X 線で暗い楕円銀河の中心部分では ICM の重元素供給源となり得る高い重元素組成比が得られた。さらに、広い有効面積をもつ X 線衛星 XMM-Newton、低エネルギー側で優れたエネルギー分解能をもつ Suzaku を用いて、様々な重元素の組成比を観測した。結果、X 線で暗い楕円銀河では、Ia 型超新星爆発によって単発的に銀河に放出される鉄などの重元素が、星の mass loss によって連続的に放出されている酸素などの重元素に比べて、ICM で囲まれた X 線で明るい楕円銀河と比較して少なくなっていることが分かった。これは、楕円銀河が超新星爆発でできた重元素を大量に ICM に放出していることを示唆する。

# 目次

第 1 章	序論	3
第 2 章	楕円銀河の X 線観測	5
2.1	楕円銀河と化学進化	5
2.1.1	楕円銀河の性質	5
2.1.2	銀河の化学進化	6
2.1.3	楕円銀河における化学進化	9
2.1.4	銀河団における楕円銀河	9
2.2	X 線観測による重元素進化の観測	10
2.2.1	楕円銀河の X 線放射機構	10
2.2.2	これまでの楕円銀河の X 線観測	12
第 3 章	X 線天文衛星	14
3.1	衛星の概要	14
3.1.1	Chandra 衛星	14
3.1.2	XMM-Newton 衛星	15
3.1.3	Suzaku	16
3.2	X 線望遠鏡	17
3.2.1	有効面積	19
3.2.2	Point spread function(PSF)	21
3.3	X 線検出器 CCD カメラ	23
3.3.1	検出原理	23
3.3.2	Event Grade	26
3.3.3	エネルギー分解能	28
3.3.4	Background	32
3.4	X 線回折格子	33
3.4.1	有効面積	35
3.4.2	Line Spread Function (LSF)	35
3.4.3	background	36
第 4 章	解析データと解析方法	37
4.1	解析データ	37

4.1.1	ターゲット選定	37
4.1.2	データリダクション	37
4.2	スペクトル解析	40
4.2.1	モデルスペクトル	40
4.2.2	レスポンス関数と $\chi^2$ 検定	42
4.2.3	background	42
4.2.4	Chandra 衛星データでの点源成分の除去	44
<b>第 5 章</b>	<b>解析結果</b>	<b>46</b>
5.1	温度、アバUNDANSの半径分布の解析	46
5.1.1	Chandra 衛星データのスペクトル解析	46
5.1.2	点源除去後の Chandra 衛星データのスペクトル解析	48
5.1.3	温度分布	50
5.1.4	アバUNDANS分布	52
5.2	重元素組成比の解析	54
5.2.1	Newton 衛星 MOS、PN 検出器によるスペクトル解析	54
5.2.2	Newton 衛星 RGS 検出器による分光解析	56
5.2.3	Newton 衛星による解析のまとめ	59
5.2.4	Suzaku XIS 検出器によるスペクトル解析	60
5.2.5	Suzaku による解析のまとめ	73
<b>第 6 章</b>	<b>考察</b>	<b>74</b>
6.1	温度、アバUNDANS半径分布	74
6.1.1	半径分布の解釈	74
6.2	重元素の相関	76
6.2.1	Fe vs O	77
6.2.2	O vs Si	78
6.3	X 線で暗い楕円銀河からの重元素の放出の可能性	78
<b>付録 A</b>	<b>鉄の質量分布の導出</b>	<b>80</b>
A.1	Fe 質量分布	80
A.1.1	数密度分布 $n_{gas}(R)$	80
A.1.2	アバUNDANSの半径分布 $A_{Fe}(R)$	83
<b>付録 B</b>	<b>Suzaku XIS による X 線で明るい楕円銀河の解析</b>	<b>84</b>

# 第1章 序論

宇宙における重元素進化の研究とは、宇宙空間において元素がどのように生成と循環を繰り返すかを探求するものである。特にヘリウムよりも質量数の重い元素を重元素といい、これらはビッグバン時には生成されず、銀河中の星の核融合や超新星爆発によって形成されると考えられている。その後、星の mass loss、超新星爆発 (SNe) Ia 型、II 型によって銀河内の星間ガス (ISM) に放出される。ISM 中に放出された重元素は、次の星生成で星に還元されるものと、ISM を取り囲む銀河群ガス (IGM)、銀河団ガス (ICM) へとさらに放出されるものがある。このため、重元素の組成比を詳細に観測することで、星の形成やその前後に形成したとされる銀河、銀河群や銀河団などの形成過程や進化のメカニズムを解明できると考えられる。

1970年代の X 線観測ロケットは、銀河団が X 線で輝く ICM に満たされていることを発見した。また、ICM の中には多種の重元素 (C、N、O、Ne、Mg、Si、S、Fe) が大量に含まれていることが明らかになった (Mushotzky et al.1996)。この ICM の重元素を説明するものとして楕円銀河が考えられる。なぜなら、楕円銀河は他の銀河よりも銀河団の中に存在する確率が大きく、銀河団のメンバー銀河の半数以上は楕円銀河であることから、ICM 中の重元素は楕円銀河によって供給されていると考えられるためである。また、楕円銀河にも他の銀河よりも豊富に X 線で輝く星間ガス (ISM) で満たされていることが発見された。楕円銀河は X 線放射で満たされており、この X 線放射の起源は楕円銀河を満たす星間ガス (ISM) と X 線点源である低質量 X 線連星からの放射の足し合わせであり、ISM は楕円銀河の重力ポテンシャルに閉じ込められていることが分かった (Forman et al.1987 ; Canizares et al.1987)。よって、銀河団や銀河の形成、進化において楕円銀河の重元素解析は鍵となる。

これまでの ASCA、ROSAT の観測により、楕円銀河に属する cD 銀河、X 線で明るい楕円銀河の観測はよく行なわれてきた。これらの銀河の ISM 中の重元素組成比 (アバundance) は 0.5~1 太陽組成比 (solar) 程であり、重元素の放出先の銀河団中のアバundance 値とほぼ同じ値で楕円銀河が重元素供給源となり得る値であった。しかし、これらの楕円銀河は、銀河団中心に存在するため ICM からの影響が強い特異な存在で楕円銀河の中でも少数であり、ISM 自体の観測には良いサンプルとはいえない。一方で、楕円銀河の大多数を占める楕円銀河は、X 線で暗い楕円銀河である。これは孤立または銀河団の端に位置している楕円銀河であるため、周囲からの影響が少ないため ISM 自体の観測に最適である。これまでの ASCA、ROSAT による観測では、これらの X 線で暗い楕円銀河の ISM 中のアバundance は 0.1~0.2solar であった。この値は、重元素の放出先である銀河団よ

り低い値で、星による重元素循環メカニズムに矛盾する。この矛盾の原因は、まず X 線で暗い楕円銀河が X 線で暗いこと、次に X 線で小さいこと、最後に点源からの寄与が大きいことである。この要因のために、これまでの観測では ISM の空間解析が難しく、詳細に ISM を観測することができなかった。よって、X 線で暗い楕円銀河 ISM のアバダンスを、より精度よく測定することで、これらの矛盾が解決され、X 線で暗い楕円銀河が ICM の重元素供給源となり得るか再び検証する必要がある。

本論文では、銀河団の重要な構成メンバーである X 線で暗い楕円銀河が ICM の重要な重元素供給源となり得るかを、Chandra 衛星を用い詳細な ISM の半径分布を解析することで再検証し、さらに Newton 衛星、Suzaku による ISM の重元素組成比を探ることで重元素循環メカニズムを解明していくことを目的とした。空間分解能の非常に優れた X 線衛星 Chandra を用いることで、X 線で暗く小さい X 線で暗い楕円銀河について詳細な空間解析が可能となる。さらにその優れた空間分解能を活かし、点源からの放射を過不足なく除外することを考えた。これにより ISM の特性の詳細な半径分布を得ることができ。また、広い有効面積を有する X 線衛星 Newton、低エネルギー帯でエネルギー分解能の良い CCD を実現した X 線衛星 Suzaku の XIS 検出器を用いて、重元素組成比を解析した。これによって、ISM 中の重元素の由来を SNe Ia、mass loss とに区別つけることができる。SNe Ia、mass loss の放出物は異なる重元素組成比をもつため、重元素組成比の情報から X 線で暗い楕円銀河から ICM への重元素放出について cD 銀河や X 線で明るい楕円銀河と比較することができる。

この目的のもと、2 章では、楕円銀河の X 線観測について、銀河での重元素進化も含めてまとめる。3 章では観測衛星 Chandra、Newton、Suzaku について紹介する。4 章では解析で用いた天体と解析方法についてまとめ、5 章で 4 章で行なった解析の結果と考察を述べる。6 章で今回の解析結果についてまとめ議論する。

## 第2章 楕円銀河のX線観測

### 2.1 楕円銀河と化学進化

#### 2.1.1 楕円銀河の性質

銀河は恒星、星間ガス (ISM)、ダークマターの3要素から成り立っている。銀河を可視光観測によって分類すると、普通銀河と規則的な形状のない不規則銀河に分けられる。さらに普通銀河はハッブルの音叉図 (図 2.1) に示されるように、バルジのみで構成される楕円銀河とバルジとディスク部分からなる渦巻銀河、棒状銀河に分けられている。過去には可視的な特徴から、楕円銀河、および楕円銀河と渦巻銀河の中間的な形状のS0銀河を総称して早期型銀河と呼び、渦巻銀河、棒状銀河などを晩期型銀河と総称し、早期型銀河から晩期型銀河へと進化すると考えられていたが、現在は違うと言われている。

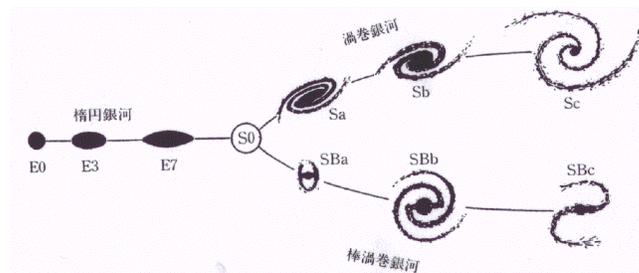


図 2.1: ハッブル音叉図：可視光観測による分類

楕円銀河はバルジのみで構成され、3次元的な膨らみを持ち、冷たいガスが渦巻銀河ほどなく、星生成活動が乏しいことと古い星しか今見えていないことから、楕円銀河はその形成初期にほとんどの星を形成した系であると考えられる。系の質量は  $10^8 \sim 10^{13} M_{\odot}$  の幅を持つ。冷たいガスを含まない一方、1980年初頭、Einstein衛星 (1979~1981) によって、楕円銀河からX線で輝く高温の星間ガス (interstellar medium: ISM) が発見された。この放射はソフトで、X線光度は  $10^{39} \sim 10^{42} \text{ erg/s}$  で温度は  $0.5 \sim 1 \text{ keV}$  程度である。楕円銀河は渦巻銀河とは逆に、銀河団のような銀河の空間密度の高いところに多く存在している。このことから、銀河団中の重元素の起源として有力である (2.1.4)。このISMは楕円銀河の重力により閉じ込められている。このことから、重力構造を解き明かすことで直接観測が困難とされているダークマターの謎に迫ることができると考えられ、ISM自体の重要性と、さらに銀河やそれを含めた銀河団などの大きなスケールでの起源に迫る重要な要素をもっ

ている。この他に楕円銀河の観測から、可視光で同程度の光度であっても X 線光度が 2 桁もばらつくという問題が生じている (図 2.2)。これは楕円銀河と周辺重力構造を考慮しなければならないことに起因する。

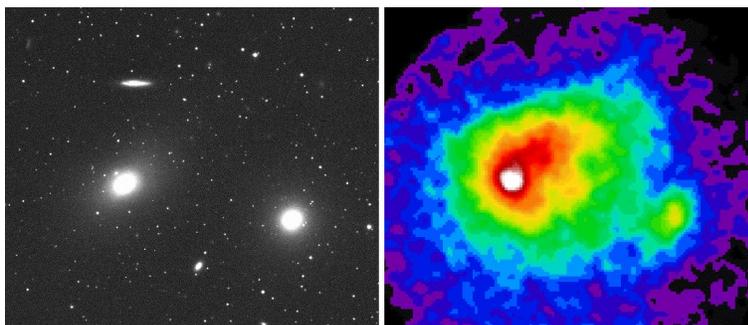


図 2.2: 楕円銀河 M86 と M84 の可視光写真 (左) と X 線 image(右)

### 2.1.2 銀河の化学進化

私たちの宇宙はビッグバンと共に始まり、このときに合成された元素の大半は水素とヘリウムであった。ビッグバン後の宇宙は急速な膨張によって低温、低密度になり、元素合成は恒星の誕生までなされなかった。恒星の誕生によるヘリウムより原子番号の大きな元素(重元素)の供給は大きく 2 種類に分類される。まず、恒星内部での熱核反応によって合成、星の mass loss による重元素の星間ガス (ISM) への放出である。次は超新星爆発による爆発的な重元素の合成と ISM への放出である。これによって水素、ヘリウムで満たされていた ISM 中に重元素が含まれることになる。このガス中から再び星が誕生し、再び重元素の合成、放出を繰り返すことで銀河は化学進化を遂げたと考えられる。

#### 星の熱核反応による重元素生成

恒星は重力対して、熱核融合によるエネルギー源を得ることでその形状を維持している。重力により中心部分で温度、密度が一定値を超えると、中心部でまず水素燃焼が起こる。水素燃焼とは 4 つの陽子から 1 つのヘリウムを合成する反応である。まず水素から燃焼されるのは、圧倒的に水素が多いことと、中心付近で完全電離状態にある物質において、核反応の障害となるものはクーロン力であり、原子番号の小さい順にこの力も小さく反応が起こりやすいためである。核反応が起こるために必要な温度は古典的なクーロンの関係から  $10^{10}$  K 以上と求まる。これは主系列星の中心温度 (数  $10^7$ ) K では起こり得ない反応であるが、量子力学的にはトンネル効果により確率的に起こる反応である。星の中心で水素が枯渇すると星の中心温度はさらに上がり、水素燃焼によって生成されたヘリウムの燃焼が始まる。さらにヘリウムの燃焼が終るとこれによって生成された元素を燃焼し、新たに安定した元素の合成が始まる。この燃焼を繰り返すことで星は外層から中心に順に

原子番号の小さい原子から大きな原子が層をなすタマネギ構造になる (図 2.3)。これらの核反応は重い星ほど深く進み、より多くの種類の重元素を生成することになる。

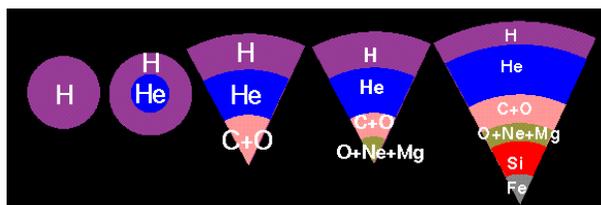
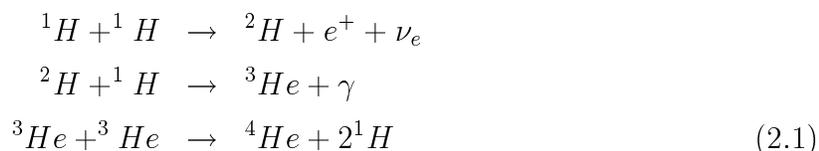


図 2.3: 核反応による星の断面図の変化

具体的な水素燃焼の過程は2通りある。まず1つ目のP-P連鎖は、星が軽く低温 ( $0.8 \times 10^7 \leq kT \leq 1.4 \times 10^7$ ) の場合に起こる反応である。



2つ目はCNOサイクルであり、水素燃焼の媒体となるC、N、Oが星に含まれており、星の温度が  $1.8 \times 10^7\text{k}$  以上で起こる反応である。

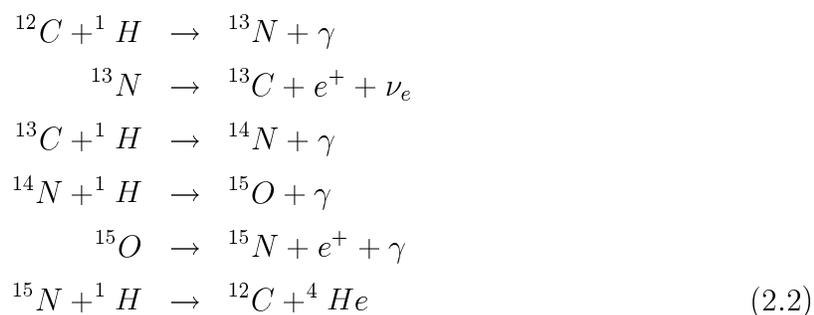


図 2.4 に p-p 連鎖、CNOサイクルの元素合成の進行図示す。

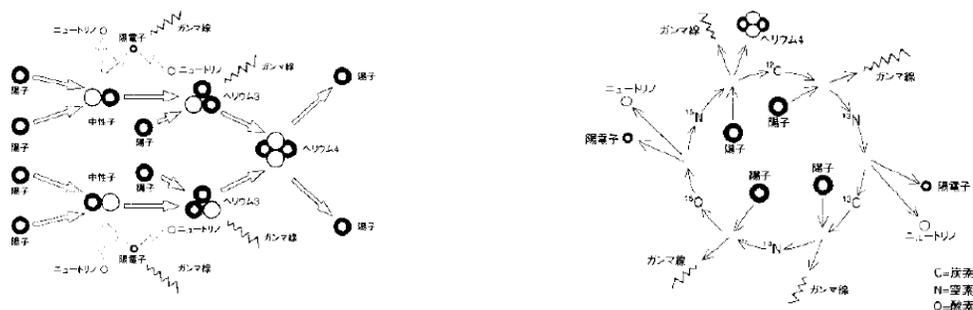
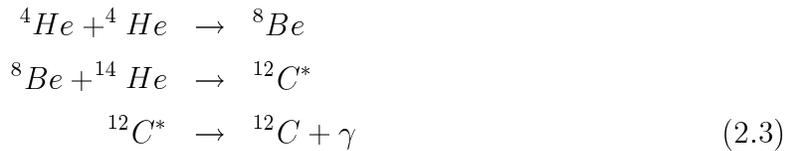
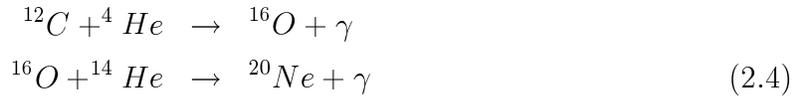


図 2.4: p-p 連鎖の進行図 (左)、CNO サイクルの進行図 (右)

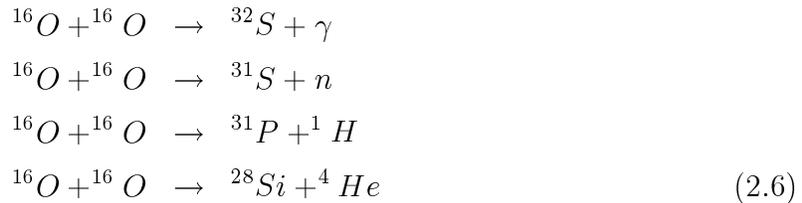
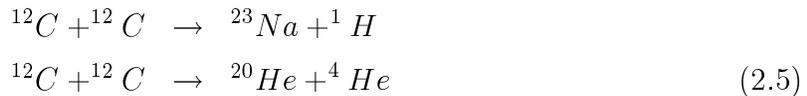
水素が枯渇すると次のヘリウム燃焼が始まる。ヘリウム同士の反応により安定した原子核である C が生成される。



炭素が生成された後、ヘリウムが残されている場合には、さらに O、Ne を生成する。



これによって生成された C、O が終りさらに温度が上昇した星で燃焼されることで Na、S、P、Si、Mg を生成、星の中には最終的に He、C、O、Ne、Mg、Si、S といった元素 ( $\alpha$  元素) が生成される。



星の初期質量が  $8M_{\odot}$  よりも重い星では炭素燃焼から硅素燃焼の過程で Ne より重い元素ができる。最終的には 1 核子あたりの束縛エネルギーが最も大きい Fe を中心とする星となる。

また、Fe より重い元素は熱核反応では作ることはできない。一部が星の内部で中性子捕獲と  $\beta$  崩壊をすることで生成されたり、超新星爆発のような中性子の高密度な場ができる時期に、さらに効率のよい中性子捕獲が起こることで生成される。

## 星からの重元素放出

星が赤色巨星や超新星と進化し最終的に白色矮星や中性子星となる過程でかなりの質量を星の mass loss によって ISM 中に放出する。星の mass loss では星の外層部分が放出されることになる。星のごく中心部分は高温高密度であるため外層部分は圧力勾配により

密度の薄い状態となり対流が起こる。この対流より星の内部で生成された重元素は表面まで運び出され、放出されることになる。よって、星の mass loss による重元素放出は星の内部構成を忠実に反映する。

超新星爆発による重元素放出は、重い星 ( $10M_{\odot}$  以上) が起こす II 型超新星爆発によるものと、白色矮星と低質量星の連星系が起こす Ia 型超新星爆発がある。II 型超新星爆発では、爆発を起こす前に星の内部で Fe まで元素合成が一気に起こり、重力崩壊により爆発、重元素の放出が行なわれる。このとき、星内部で生成された  $\alpha$  元素は放出されるが、強い重力により中心核の Fe は中性子星やブラックホールに吸収され、放出が比較的少ない。

一方、Ia 型超新星爆発では、爆発が起こる前に主星が白色矮星に進化するまでに炭素、酸素の合成が進み、さらに伴星からの質量降着により Fe までの合成が行なわれる。これが爆発によって放出されるため、II 型超新星爆発と比較し多量の Fe を放出する。

### 2.1.3 楕円銀河における化学進化

星からの重元素放出は SNe Ia、II、mass loss の 3 通りの放出メカニズムが考えられるが、楕円銀河の場合、銀河形成初期に星形成がほぼ終わっていることから、重く寿命の短い星が起こす SNe II による重元素放出はすでにすべて終り、現在は起こっていないと考えられる。また、銀河形成初期に放出された重元素は系外へ放出、または現在の星への取り込まれ、現在の星が mass loss によって放出すると考えられる。これにより、現在の星からの mass loss による重元素放出は SNe II の影響を反映していることになる。よって、重元素放出は SNe Ia では Fe を豊富に含む一方で、SNe II の影響を反映した mass loss では O、Ne、Mg、Si の  $\alpha$  要素が豊富であると考えられる。

星の mass loss によって放出された重元素は、星の運動速度程度のエネルギーしか持たず、星と同様に楕円銀河の重力に束縛されやすい。一方で Ia 型超新星爆発によって放出された重元素は大きな運動エネルギーを持ち楕円銀河の外に逃げやすいと考えられる。これらのことから、ISM が ICM へと重元素大量に放出している場合、Ia 型超新星爆発によって供給される重元素、つまり Fe の寄与が小さくなることが示唆される。

### 2.1.4 銀河団における楕円銀河

銀河は宇宙空間において一様に分布しておらず、5~1000 個の銀河が巨大な重力系に束縛されて群がりをもって存在している。これを銀河団と呼び、その中でも 50~1000 個の銀河を含む巨大な銀河団を Rich 銀河団と呼び、数 10 個の銀河で構成されている銀河団を Poor 銀河団と呼ぶ。

X 線観測により銀河団にも 1~10keV と高温の銀河間ガス (intracluster medium:ICM) で満たされていることが分かった。1975 年のロケット実験により、この ICM 中に鉄からの輝線放射が発見された。その後登場した X 線衛星 HEAO-1(1985)、EXOSAT(1991)、Ginga

による観測から、ISM中の重元素アバundanceは0.3~0.5solarと、豊富に重元素が含まれていることが分かった。さらにASCA(1993~2001)により、ICM中に鉄以外の $\alpha$ 元素(O、Ne、Mg、Si)も多く含まれていることが分かった(Mushotzky et al. 1996)。このことは、過去にICMへの重元素の放出があったことを示唆させる。

楕円銀河は先述の通り(2.1.1)、銀河団のような銀河の空間密度の高いところに多く存在している。一方で渦巻銀河などは銀河の空間密度の薄い場所に存在する。また、X線ガスも渦巻銀河に比べ楕円銀河は豊富に保有している。また、銀河団と銀河団中の楕円銀河の質量には負の相関があり、銀河団中の鉄の質量と楕円銀河の質量の比は一定であることが分かった(Tsuru, 1992; Arnaud et al. 1992)。このことから、ICMの重元素は銀河団を構成する楕円銀河が由来である可能性が考えられる。

## 2.2 X線観測による重元素進化の観測

星によって重元素はISM中へと放出される。ISMの温度は重元素(O、Ne、Mg、Si、S、Feなど)のK殻のイオン化ポテンシャルと同程度である。そのためこれらの重元素はHe、H状態のイオンにあるか完全に電離されており、衝突励起によって共鳴X線を放射する。低温ではHe、H状態のイオンより電離度の低いものが存在し、これらは1keV付近で重要な放射成分となってくる。表2.1に1keV付近で放射する重元素のリストを挙げる。表で示すように、ISMの放射をX線観測することによって、これらのX線領域で輝線放射をする重元素が観測できることになる。

表 2.1: 1keV 付近での重元素からの輝線放射

Ion	N <sup>5+</sup>	N <sup>6+</sup>	O <sup>6+</sup>	O <sup>7+</sup>	Fe <sup>16+</sup>						
E (keV)	0.42-0.43	0.50	0.56	0.57	0.65	0.73	0.74	0.81	0.83		
$\lambda(\text{\AA})$	28.9-29.6	24.9	22.2	21.9	19.0	17.1	16.8	15.3	15.0		
	Fe <sup>17+</sup>			Ne <sup>8+</sup>	Ne <sup>9+</sup>	Mg <sup>10+</sup>	Si <sup>12+</sup>	Si <sup>13+</sup>	S <sup>14+</sup>	Si <sup>15+</sup>	
	0.77	0.85	0.86	0.87	0.92	1.02	1.35	1.95	2	2.4	2.5
	16.1	14.5	14.4	14.2	13.5	12.1	9.2	6.4	6.2	5.2	5.0

### 2.2.1 楕円銀河のX線放射機構

ISMのソフトなX線放射機構は、光学的に薄い高温プラズマからの連続放射と重元素からのライン放射の重ね合わせである。光学的に薄い熱的放射では、領域内部で発生した放射は、吸収、散乱をうけることがなくスペクトルは放射の素過程を良く反映する。これをもとにISM中の重元素組成比を調べるができる。実際の楕円銀河のX線観測で

は、このISMからのソフトなX線放射と、楕円銀河内のX線点源である低質量X線連星(LMXB)からのハードなX線放射の重ね合わせを観測することになる。

ISMからの連続成分(熱制動放射)のemissivityは、以下のように表される。

$$\epsilon_{\nu}^{ff} = 6.8 \times 10^{-38} \sum_i Z_i^2 n_e n_i T^{-1/2} e^{-h\nu/kT} g(T, \nu) \quad (\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-3} \text{ Hz}^{-1}) \quad (2.8)$$

ここで、 $Z_i$ 、 $n_i$ はイオン $i$ の電荷と数密度、 $n_e$ は電子の数密度である。 $g(T, \nu)$ は熱制動放射に対する量子的補正でガウント因子と呼ばれる。

一般に電子とイオンの数密度は等しく、 $n_i$ と $n_e$ は $n_{gas}$ として扱うことができる。式(2.8)を全周波数で積分して得られる全放射エネルギーは、

$$1.4 \times 10^{-27} T^{1/2} n_e n_i \sum_i Z_i^2 \overline{g_B} \quad (\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-3})$$

となる。 $\overline{g_B}$ は平均のガウント因子であり、1.1-1.5の値をとる。

そして、この熱制動放射に加えて輝線放射を考慮することでISMからの放射が記述できる。ISMの温度により、He、H状態のイオンにあるか完全に電離された重元素、さらにHe、H状態のイオンより電離度の低いものによる衝突励起によって共鳴X線を放射する。これは特に1keV付近で重要な放射源となる。ライン放射の強度の指標として良く使われるのがアバundance ( $A_{Fe}$ )であり、これは水素に対する重元素の比が太陽系における比の何倍であるかを表したもので、単位としてsolarを用いる。図2.5にISMからの放射スペクトルの例を示す。

これらから、輝線放射のemissivityを $\epsilon_{\nu}^{line}$ とおくと、ISMからの全X線光度はISMの体積に比例して

$$L_X = \int dV \int n_e^2 (\epsilon_{\nu}^{ff} + \epsilon_{\nu}^{line}) = \int n_e^2(R) \Lambda(T(R), A(R)) dV \quad (2.9)$$

と与えられる。 $\Lambda(T, A)$ と $\int n_e^2 dV$ はそれぞれ、cooling functionとemission measureである。cooling functionの温度依存性については様々な状態を仮定した計算が様々な人によってなされている(例: 図2.6 Sutherland and Dopita 1993)。これらのスペクトルに対して各重元素からの輝線放射の解釈によりMEKALモデル(Liedahl, Osterheld and Goldstein 1995)やAPECモデルなど様々なモデルが提唱されている。

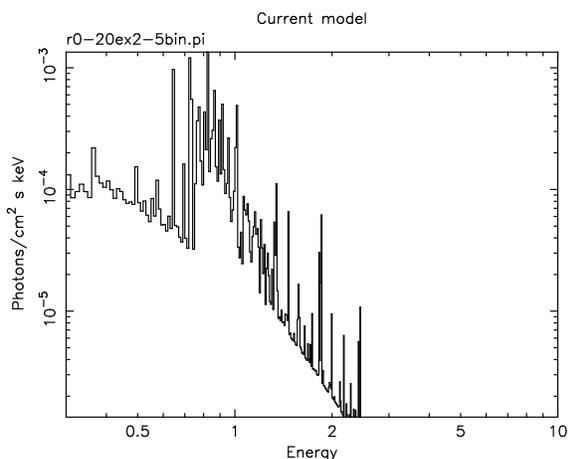


図 2.5: 温度 0.6keV を仮定したときの光学的に薄いプラズマからのスペクトル。xspec package による APEC モデル

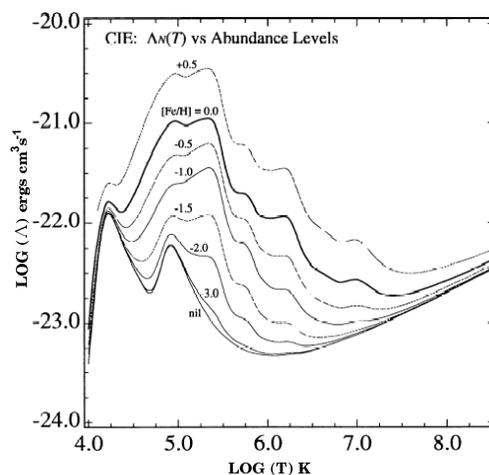


図 2.6: cooling function の温度依存性。太線がアバundanceが 1.0 solar のときの温度依存性である。

## 2.2.2 これまでの楕円銀河の X 線観測

楕円銀河から ICM への重元素の放出は、星の mass loss と Ia 型超新星爆発によることから、近似式が以下のように与えられる (Arimoto et al 1995)。

$$Z_{ISM}^{Fe} = Z_*^{Fe} + 5\theta_{sn}\left(\frac{M^{Fe}}{0.7M_{\odot}}\right)h_{50}^2 \quad (2.10)$$

ここで  $Z_*^{Fe}$  は星の mass loss によるアバundanceである。また、 $h_{50} \equiv H_0/50\text{km/s/Mpc}$  はハッブル定数である。また、 $\theta_{sn}$  は Ia 型超新星爆発率を表し、Ia 型超新星爆発 1 回につき  $0.7M_{\odot}$  の Fe が放出される。この式で  $\theta_{sn}$  は様々な報告がなされていて、 $\theta_{sn}=1.1$  (van den Bergh and Tammann 1991) という値から、この値の 1/4 程度の低い値  $\theta_{sn}=0.25$  (Cappellaro et al. 1993) も報告されている。よって得られる ISM 中のアバundanceは幅をもち  $2\text{solar} \leq Z_{ISM}^{Fe} \leq 5\text{solar}$  となる計算である。

しかし、ASCA による観測ではこれらの計算値を下回るアバundance値が観測された。ICM からの影響が少ないが銀河団に属する X 線で暗い楕円銀河においても 0.3solar であり、孤立した X 線で暗い楕円銀河においては 0.1-0.2solar とさらに低い値となった。これは重元素放出先の ICM のアバundanceが 0.3~0.5solar であることを考えると、楕円銀河から ICM へと重元素が供給されると言う重元素循環メカニズムに矛盾する値である。

スペクトル解析によって、アバundanceと同時に得られる温度は非常に精度良く決まったのに対し、アバundanceは精度が悪かった。温度については、ISM の典型的な温度である 1keV のガス成分だけではなく、低質量 X 線連星 (LMXB) からの放射を重ね合わせることによって説明がされた。ISM からの放射は、連続成分と重元素からの輝線放射の重ね合わせによって説明される。スペクトル解析によって、ISM の連続成分は温度によって与

えられる。一方で、アバundanceはISMの連続成分と各重元素の輝線成分の比によって与えられる。このことから、アバundanceはISMから放射される連続成分に大きく依存することが分かる。温度がガスからの放射とLMXBなどの点源からの放射の重ね合わせと考えると、観測された連続成分はISMから放射される連続成分と点源からの連続放射の重ね合わせであると考えられる。このことから、スペクトル解析によって得られたISMのアバundanceは、点源の見積もりによって大きな不確定性があることが考えられる。この点源からの寄与を正確に考慮することでアバundanceを精度よく求めることができると考えられる。

ASCAの登場によって天体からの空間情報とスペクトルが得られた。しかし、広がった天体に関してはその空間分解は120秒角である。X線で暗い楕円銀河は近傍に位置している天体でも、120秒角程度の広がりであるため、広がった天体ではあるがX線で暗い楕円銀河はコンパクトでASCAで詳細に空間分解するには限界があった。ASCAの後に打ち上げられたChandra衛星では、0.5秒角と非常に優れた空間分解能を有する。これにより、点源からの寄与を精度よく考慮し除去することが可能になると考えられる。さらに非常に広い有効面積を持つXMM-Newton衛星によってさらに統計のよいスペクトルが得られる。また、Suzakuでは重元素からの輝線放射が重要な放射成分となる1keV付近の低エネルギーで良いエネルギー分解能を実現しており、ISMからの重元素の観測がさらに詳細に進められると考えられる。

## 第3章 X線天文衛星

本論文では Chandra 衛星、XMM-Newton 衛星、Suzaku 衛星の3衛星それぞれの長所を生かし解析を行なった。この節では3つのX線衛星の比較を述べながら説明する。

### 3.1 衛星の概要

#### 3.1.1 Chandra 衛星

X線観測衛星 Chandra(図 3.1) は、超新星残骸などのような高エネルギー領域からの超高分解撮像観測に適した衛星で、1999年7月23日にNASAで打ち上げられた。Chandra衛星の角分解能は0.5秒角という過去最高の性能を実現している。この分解能により天体の構造的な解析が飛躍的に進んだ。例として、図 3.2 にカニ星雲の image を示す。左図がX線衛星 Rontgensatelite(Rosat) によるもので、右図が Chandra 衛星によるものである。Rosat 衛星による観測 image は Chandra 衛星以前では高分解能を誇っていたが、Chandra 衛星はこれのほぼ50倍以上の分解能を示した(1pixelの撮像領域が50倍以上狭くなった)。



図 3.1: Chandra 衛星

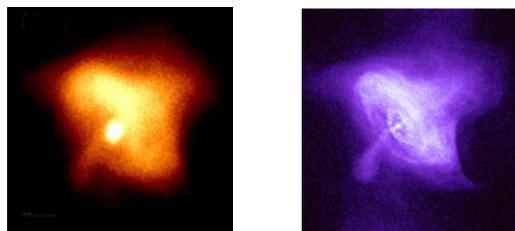


図 3.2: カニ星雲の image

衛星の軌道はバックグラウンドの低減、地球の食の影響を避けるため、楕円軌道をとっている。楕円軌道は近地点 10100km、遠地点 13800km で円周は月の3倍程度になる 16000km、周期 64 時間 18 分となっている。

Chandra 衛星の概観を図 3.3 に示す。衛星の観測機器には、X線望遠鏡 High Resolution Mirror Assembly(HRMA) を搭載し、その焦点面に検出器 Advanced CCD Imaging Spectrometer(ACIS) と High Resolution Camera(HRC) が配置されている。さらに、それぞれ

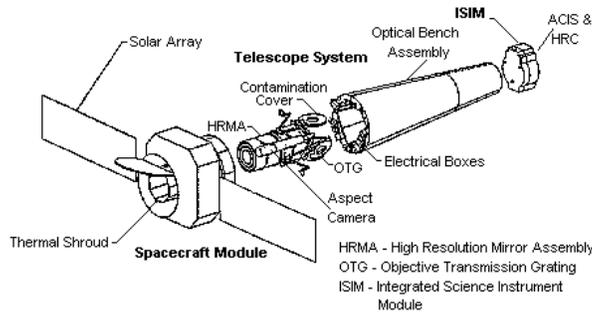


図 3.3: Chandra 衛星の概観

の検出器に高分解分光器として ACIS に High Energy Transmission Grating(HETG)、HRC には Low Energy Transmission Grating(LETG) が接続されており、点源についてはイメージングと同時にエネルギースペクトルが得られる。

### 3.1.2 XMM-Newton 衛星

X 線衛星 XMM-Newton(図 3.4) は 1999 年 12 月 10 日にヨーロッパ宇宙機関 (esa) によって打ち上げられた。このプロジェクトはヨーロッパ 14 カ国とアメリカ、および 46 企業による国際協力のもとで進められた。Newton 衛星は広い有効面積と分光観測が特徴で、銀河団、銀河などの広がった天体にの高温プラズマの温度や重元素組成比の観測に非常に有効である。

Newton 衛星の軌道は Chandara 衛星同様に楕円軌道をとっている。近地点 7000km、遠地点 114000km で周期は 48 時間である。



図 3.4: XMM-Newton 衛星

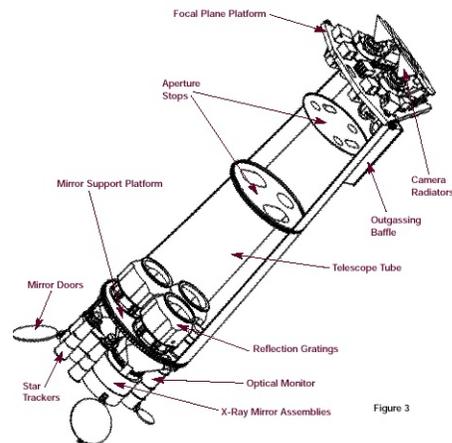


図 3.5: XMM-Newton 衛星の概観

Newton 衛星の概観を図 3.5 に示す。衛星には 3 台の望遠鏡が備え付けられている。それぞれの焦点面には CCD カメラ European Imaging Camera(EPIC) が搭載されている。こ

のうち2台は前面照射のMOSと呼ばれる CCD カメラである。残り1台は背面照射のPNと呼ばれる CCD カメラで高い検出効率をもつ。MOS と望遠鏡の間には反射型の分散器 Grating Stack がおかれている。Grating Stack によって反射した X 線は他の CCD で検出され分光観測を行なうことができる。望遠鏡に到来した光の 44 %が焦点面の CCD 集光される。一方で、40 %が回折格子によって散乱され、広がり小さな天体について詳細な分光が可能である。

衛星にはこの他に、可視光・紫外線のモニターシステム Optical Monitor(OM) も搭載しており、これら 6 種類の観測はすべて同時に独立に行なうことができる。

### 3.1.3 Suzaku

Suzaku(Astro-E2 図 3.6) は、日本で ASCA に次ぐ 5 番目の X 線天文衛星で、鹿児島宇宙空間観測所 (KSC) から 2005 年 7 月 10 日に打ち上げられた。衛星は 0.4~10keV のエネルギー領域で撮像観測が可能である。また、非撮像検出器 HXD は 10~600keV と  $\gamma$  線に及ぶ領域に至るまでを観測範囲としており、Suzaku はこれまでにない広範囲のエネルギー領域に渡って観測が可能である。次期  $\gamma$  線衛星の打ち上げによりこれと関係することで軟 X 線から  $\gamma$  線にまでの物理過程の解明に拍車がかかると期待される。

Suzaku の軌道は Chandra や Newton と異なり低周回軌道をとっている。楕円軌道をとった Newton や Chandra では、低エネルギー陽子による損傷や非 X 線バックグラウンドの激しい時間変動があったが、Suzaku の低周回軌道ではそのようなことはなく、バックグラウンドの時間変動の予想ができる範囲内である。軌道高度は 550km で軌道傾斜角は  $31^\circ$ 、軌道周期は 96 分 (1 日 15 周)、このうち鹿児島・内之浦地上局と接触できるのは 1 日 5 回、1 回約 10 分となっている。



図 3.6: Suzaku 衛星

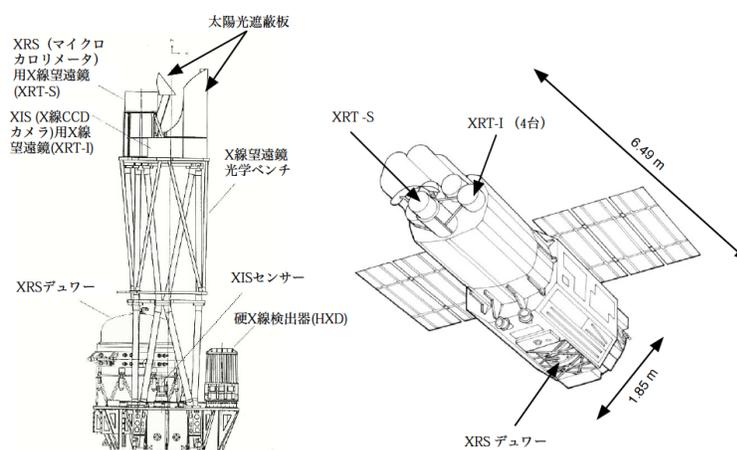


図 3.7: Suzaku 衛星の概観

Suzaku の概観を図 3.7 に示す。この衛星の望遠鏡は、ASCA に搭載されていた X 線望遠鏡 (X-ray Telescopes: XRT) の性能をさらに向上させた望遠鏡が 5 台搭載されている。こ

のうち4台の焦点面にはX線 CCD カメラ (X-ray Imaging Spectrometer:XIS) が、残り1台にはX線分光器 (XRS) が搭載されている。さらに硬X線領域 (10~600keV) を観測できる硬X線検出器 (hard X-ray Detector:HXD) が1台搭載されている。

しかし、8月8日にXRSに不具合が生じた。XRS検出器は-0.数mkで駆動させるため、冷凍機、さらにその周りを液体ヘリウム、固体ネオンで検出器を取り巻き冷却していた。この液体ヘリウムがすべて気化し冷却が不可能になり、観測が困難になった。このため現在はXISとHXDによる5台での観測が進んでいる。

表3.1に他のX線衛星もあわせて性能を示す。

表 3.1: X線衛星の性能比較

	有効面積	$\Delta E/E^a$ (%)	$\Delta\theta^b$ (arcsec)	エネルギーバンド (keV)	視野 (arcmin)
Einstein	200	-	10	0.2-4.0	30
ROSAT	400	-	10	0.1-2.0	60
ASCA	600	3	180	0.4-10.0	50
Beppo SAX	300	8	90	0.3-100.0	50
Newton	3000	2	10	0.3-12.0	30
Chandra	500	2	0.5	0.3-10.0	10
Suzaku XIS	1460		100	0.2-12	18
HXD	160-330	-	-	10-600	0.56(deg)

a; 6.7keV (Fe-K) でのエネルギー分解能 b; 角度分解能 c; @20keV

## 3.2 X線望遠鏡

X線観測での望遠鏡の仕組みは可視光と異なる。これはX線の波長の長さによるもので、金属はX線領域で屈折率が1よりわずかに小さくなる。このためX線の入射角が大きくなると反射より吸収が上回ってしまう。入射X線を全反射させ焦点に集めるためには、X線の入射角を反射面に対して”すれすれ”の $\sim 1^\circ$ 以下にする必要がある。

### Chandra

Chandra衛星搭載HRMAではWolter-I typeの望遠鏡を採用した(図3.8)。この望遠鏡は、前方に4層、後方に4層の円筒上の鏡が組み合わされたもので、前方は放物面、後方は双曲面の形状をしている。この鏡に平行に入射してきたX線は、前方と後方の2回反射で焦点に集まる構造をしている。

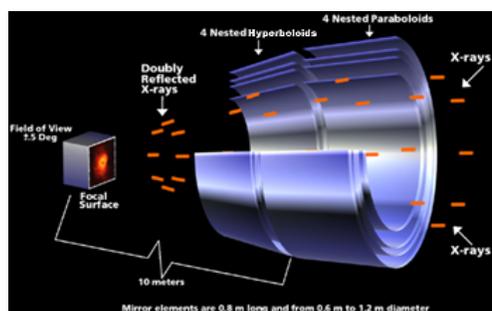


図 3.8: Chandra 搭載 Wolter-I type 望遠鏡

X線望遠鏡の角分解能は、望遠鏡が回折限界に至っていないため、反射鏡表面の精度に依存する。HRMA では反射鏡の表面研磨精度が上がり、過去最高の角分解能 0.5 秒角を達成した。

## Newton

Newton 衛星においても Chandra 衛星同様に Wolter-I type の望遠鏡が採用されている。Newton 衛星では円筒上の鏡が 58 層にも重なり、中心部で 153mm の鏡の半径が外側で 350mm に及んでいる。これにより、多波長に渡って広い有効面積が実現されている。

望遠鏡から入った光が検出器に検出される仕組みを図 3.9 に示す。左図は PN 検出器の望遠鏡である。また右図は、2 台の MOS 検出器の望遠鏡とさらに後方に回折格子 (Grating Stack) が取り付けられている。

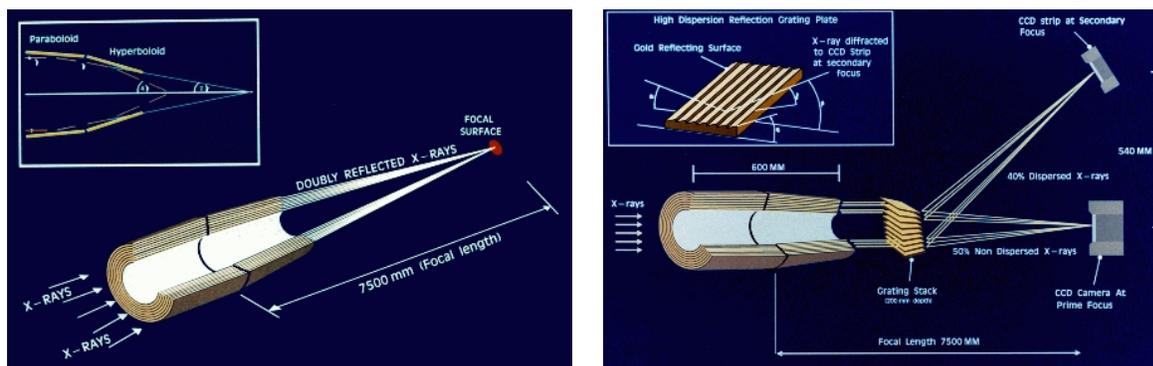


図 3.9: Newton 衛星搭載の PN 検出器の望遠鏡(左)と MOS 検出器、回折格子の望遠鏡(右)

## Suzaku

Suzaku 衛星搭載 XRT では、鏡面は同心円上の円筒が層をなしているが、Chandra や Newton で採用されている Wolter-I type 望遠鏡ではなく、これを 2 段階の円錐で近似した形状である。また、ASCA・XRT に改良を加えた。具体的には鏡面にはレプリカ法を用

いた。これは Chandra や Newton で行なわれた研磨とは異なり、母型から鏡面となる金の膜を生成するものである。これにより薄い基盤上でも平滑な鏡面を作ることができる。この鏡面は直接基盤を研磨する場合に比べ角度分解能は劣るが、小型で超軽量の望遠鏡となった。鏡面の積層数が Newton の 58 層を超える 175 層であるのに対し、重量は 18kg と Newton の 437kg、4 層で 1484kg の Chandra よりはるかに軽量であることから分かる。また、ASCA・XRT より鏡面形状精度が格段に向上し、角度分解能を ASCA の約 2 倍にまであげた。さらに、非常に大きな有効面積が実現されている。さらに ASCA・XRT より焦点距離を伸ばしことで斜入射角を小さくし高エネルギー側の感度を向上させ、望遠鏡前面にプリコーリメーターを搭載することで、多重薄板型 X 線望遠鏡の問題である視野外からの明るい X 線源からの迷光を約 1 桁減少させた。



図 3.10: Suzaku 搭載望遠鏡 XRT

### 3.2.1 有効面積

望遠鏡の有効な口径面積は望遠鏡の表面積であるが、入射 X 線の反射率はその入射角と入射エネルギーに依存するので、反射鏡の有効面積は入射エネルギーによって変化する。図 3.11 に、鏡に線源を正面照射した場合での有効面積と入射エネルギーの関係を示した。それぞれの検出器の量子効率を有効面積に掛け合わせた結果を示している。

それぞれ 2keV 付近で見られる有効面積の大幅な減少は、鏡表面に蒸着させた物質 (Chandra HRMA:イリジウム、Newton 搭載 Mirror および Suzaku XRT:金) の M-edge の光電効果によるものである。

3 望遠鏡ともに BI 型 CCD で検出する方が、2keV 以下の低エネルギー側で FI 型 CCD より有効面積が広がっていることが分かる。また、3 望遠鏡を比較すると 10keV 以下では Newton 衛星は非常に有効面積が広いことが分かる。

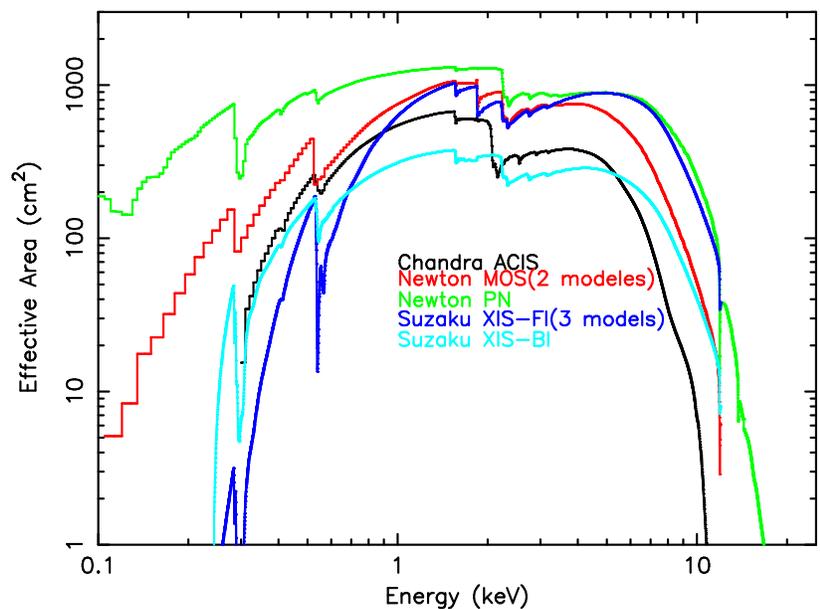


図 3.11: 正面照射による有効面積と入射エネルギーの関係

また、線源が角度をもって HRMA に入射された場合の、vignetting 効果による有効面積の減少割合とその角度の関係を図 3.12 に示す。入射角度の増加にともない有効面積が減少していることがわかる。

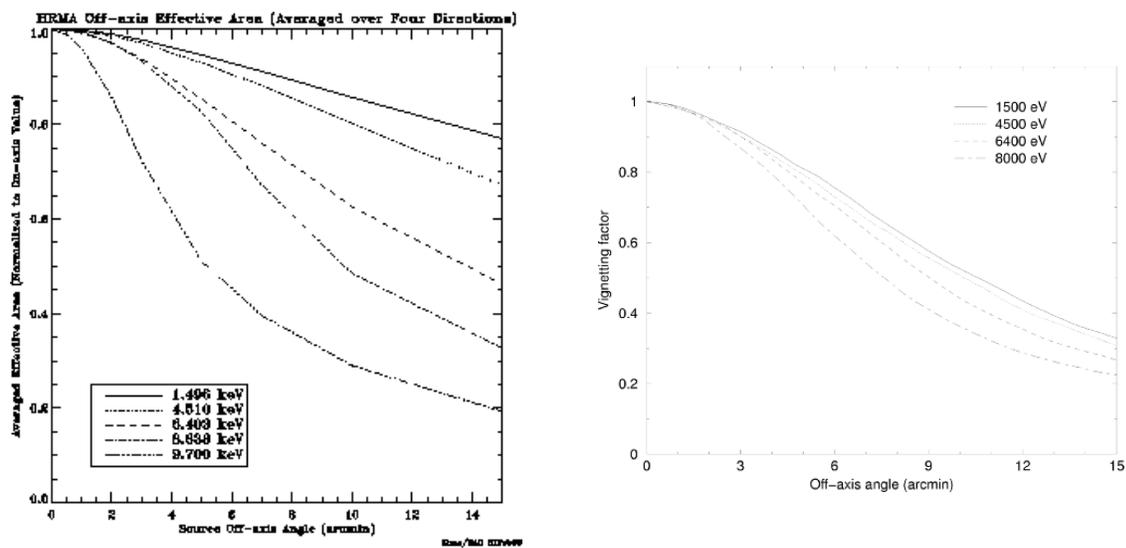


図 3.12: 入射角度と有効面積との関係：Chandra 搭載 ACIS (左)、Newton 搭載望遠鏡 (右)

### 3.2.2 Point spread function(PSF)

望遠鏡の精度により、点源であるX線源が入射してもイメージは焦点面で広がりをもってしまう。図 3.13 に点源を入射した時の image を示す。

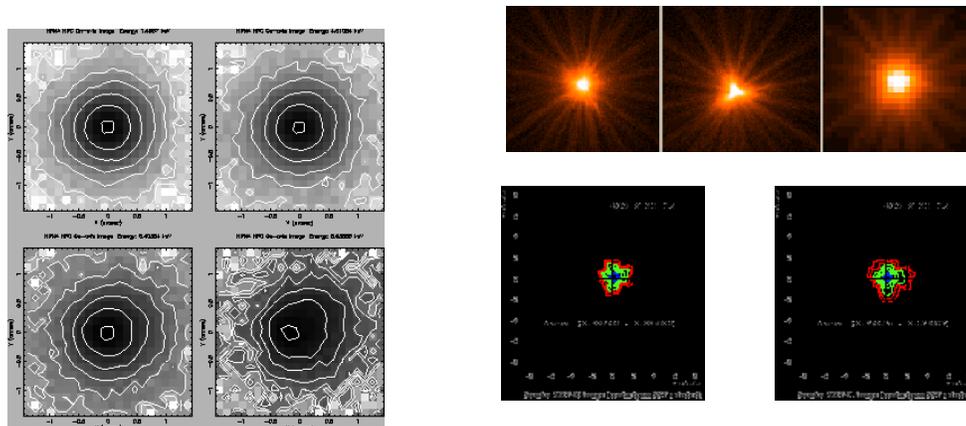


図 3.13: 点源の image : Chandra ACIS(左)、Newton 搭載 Mirror(右上 3 枚 MOS1 面(左) MOS2 面(中) PN 面(右))、Suzaku XRT(右下 2 枚 XIS-0 面(左) XIS-1 面(右))

この焦点面での点源 image の広がり具合を表す関数として point spread function(PSF) がある。PSF は平行光を望遠鏡に入射させた時の焦点面の輝度分布である。図 3.14 に Newton 衛星搭載 mirror と Suzaku XRT の PSF を示す。

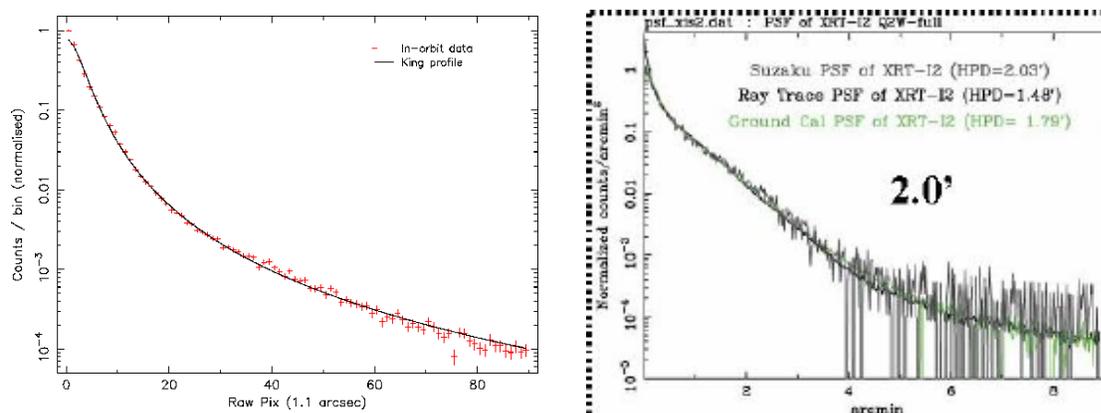


図 3.14: Newton 衛星搭載 mirror(左) と Suzaku XRT(右) の PSF

この PSF を評価するパラメータの 1 つに encircled energy fraction がある。これは PSF を image 中心から 2 次元積分したときの、中心からある半径内に占める光子の割合を示す。正面照射による encircled energy fraction を図 3.15 に示す。図ではエネルギー別に結果が示されており、Chandra HRMA ではエネルギーが高くなるほど image が広がる。これは、入射エネルギーが高くなると乱反射が大きくなるためである。一方 Newton 搭載 Mirror では入射エネルギーが高くなるほど PSF が狭くなり、内側の鏡で集光されている

ことがわかる。また、Suzaku XRT の PSF はエネルギーの依存性が少ないことが分かる。3 望遠鏡を比較すると Chandra HRMA の PSF は非常に狭く、角度分解能が優れていることが顕著である。

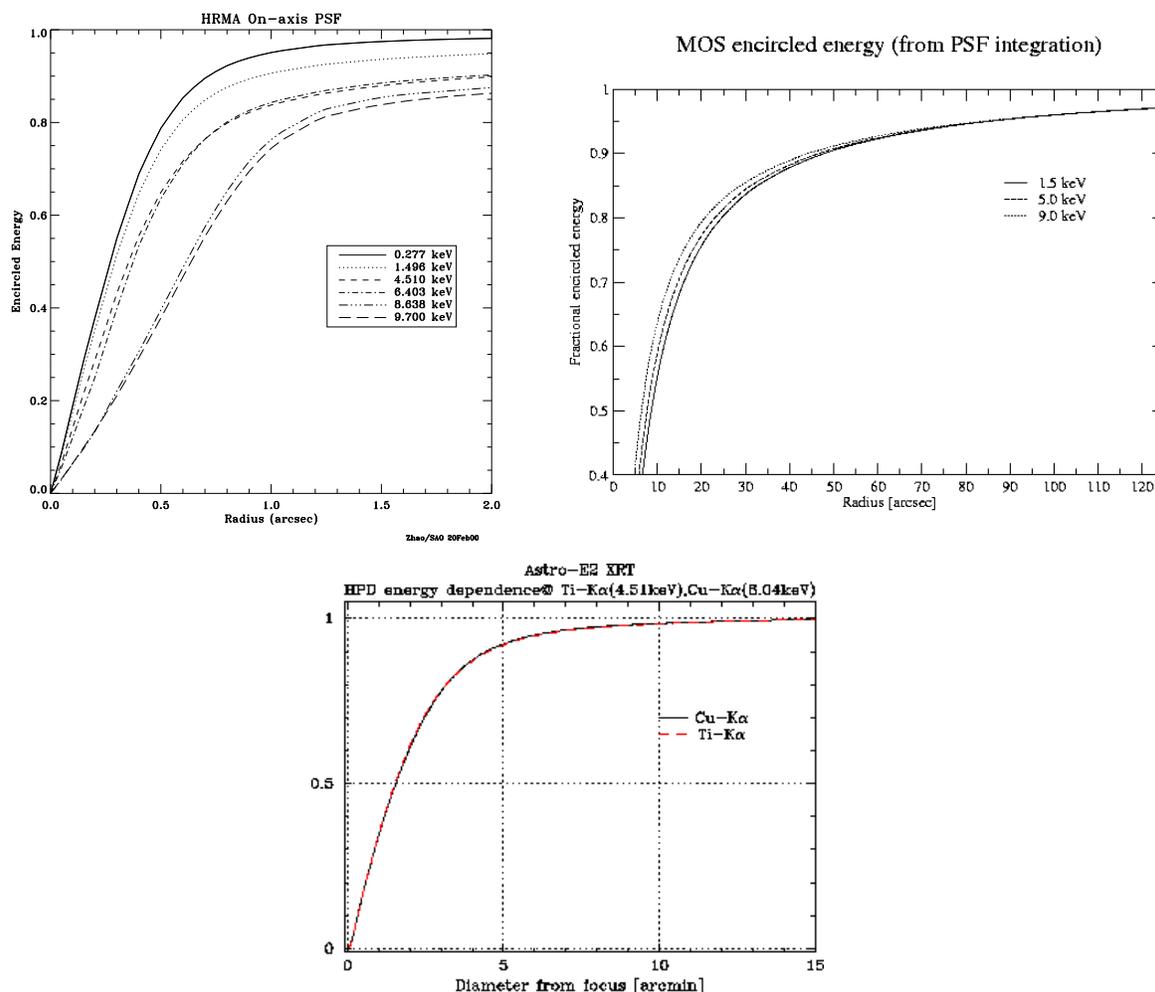


図 3.15: 正面照射での中心からの半径と encircled energy fraction との関係 : Chandra 搭載 ACIS (左上)、Newton 搭載望遠鏡 (右上)、Suzaku 搭載 XRT (下中)

また、PSF は入射線源の入射角度が大きくなるほど広がる。これは望遠鏡の各層のミラーと焦点面のために光路差が生じるためである。図 3.16 では、入射角度に対する 50、90% の encircled energy が入る半径をエネルギー別に示した。図から Chandra HRMA では入射角度と入射エネルギーが大きくなると PSF が広がることがわかる。一方 Newton 衛星搭載 Mirror では正面照射の結果から入射エネルギーが大きいほど PSF が小さくなることが分かるが、入射角度が大きくなるとこの関係が逆転している。

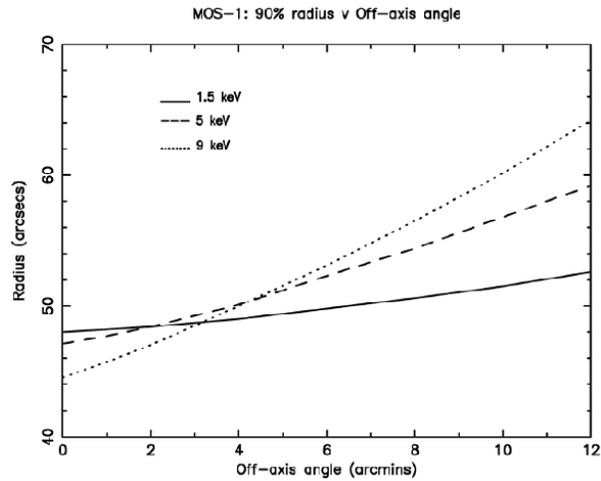
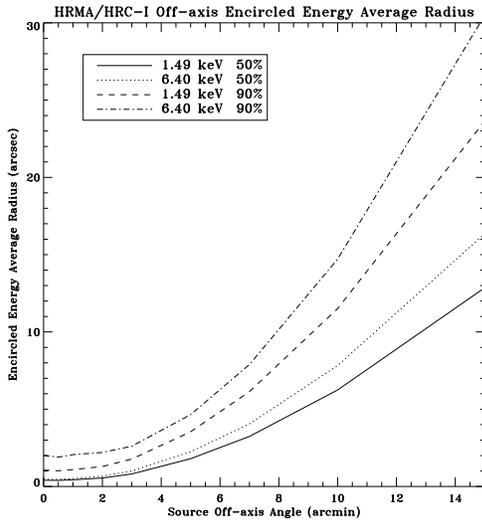


図 3.16: 入射角度と encircled energy fraction との関係 : Chandra 搭載 ACIS (左)、Newton 搭載望遠鏡 (右)

### 3.3 X線検出器 CCD カメラ

X線検出器 CCD カメラは半導体検出器を格子上に区切ったものである。このため優れた位置分解能を実現している。半導体検出器は X 線を空乏層で吸収し電子-正孔対を発生させ検出する。半導体の平均電離エネルギーが小さいことから高いエネルギー分解能を達成している。よって CCD は優れたエネルギー分解能と位置分解能を合わせもった検出器である。望遠鏡と同様に CCD においても可視光の検出と異なり X 線はエネルギーが高い、即ち透過性が高くイベントが少ない。これを克服するため厚い空乏層と低いノイズレベルが要求される。CCD は $-100^{\circ}$ 程度に冷却し熱雑音を抑えることで高感度を実現している。

#### 3.3.1 検出原理

X線 CCD 検出器の各画素の構造は MOS 構造をしている。MOS とは Metal(金属)、Oxide(酸化膜)、Semiconductor(半導体)のことで、これらの順で接続されたものを MOS 構造と呼ぶ。またこの半導体はシリコンが用いられ、不純物としてホウ素が添加されているためキャリアがホールの P 型半導体である。表面の電極はゲート構造をしており、これがピクセルの大きさを決めている。この電極に電圧をかけることで電極下に空乏層が発生する。X 線はチップを構成する様々な物質と相互作用するが、多くがこの空乏層で相互作用し、X 線イベントとして検出されるものもこの相互作用によるものである。空乏層での相互作用は  $0.2\sim 12\text{keV}$  のエネルギー範囲でほぼ 100% が光電吸収であり、シリコンの K 殻のギャップエネルギー  $1.1\text{eV}$  よりも高いエネルギーの電磁波は電子をたたき出す。たたき出された電子は半導体中で電子と弾性散乱を繰り返し電子・正孔対を作る。電子・正孔対をつくり出すのに必要なエネルギーは約  $3.65\text{eV}$  であるので、X 線の入射エネルギーを

$E_0$  keV とすると  $10^3 \times E_0 / 3.65$  個の対を生成することになる。この電子雲は入射位置近くの電極へ集められる。

撮像領域の露光 ( $\sim 3.2$ s) で画素毎に集められた電荷は、順次電圧を変化させることで電荷読み出し口へ向かって画素間をバケツリレーの要領でいったん蓄積領域へ転送される ( $40\mu\text{s}$ )。この蓄積領域でデータを読み込む一方で、撮像領域では次の観測が始まる。この撮像領域と蓄積領域が別々に構成されている転送方式を Frame Transfer 方式と言い、この方式によって X 線などの高エネルギー観測でも有効面積を保ち、蓄積領域を遮光することができる。

電極を透過し空乏層で相互作用する割合が検出効率を決める。よって、高エネルギー領域での検出効率については空乏層の厚くすることが望まれる。一方で低エネルギー領域では、CCD 表面の電極構造を薄くすることが望まれる。これは電極の部分でも X 線は相互作用し、この相互作用が低エネルギー側で顕著であるからである。CCD は電極で電圧を順次変化させることで電荷を転送するため、前面は電極構造が複雑になっている。しかし、背面の電極は単一電極の単純な構造をとっているため遮蔽物が少ない。このため背面照射 (BI) 型 CCD を用いることで低エネルギー側の検出効率を改善している。

## Chandra AXIS

Chandra 衛星に搭載されている ACIS の写真を図 3.17 に、模式図を図 3.18 に示す。ACIS はチップが  $2 \times 2$  の正方配列した ACIS-I と  $1 \times 6$  に直列配列した ACIS-S で構成されている。ACIS-I はイメージングに用いられ ACIS-S は HETG と組み合わせることにより、イメージングと同時に回折像を得ることができる。10 枚の CCD のうち ACIS-S の S1、S3 の 2 枚は背面照射 (back-illuminated:BI) 型のチップで、他の 8 枚の前面照射 (front-illuminated:FI) 型のチップである。ACIS は ASCA 衛星 SIS に比べ 2 倍の空乏層をもつことができたため、高エネルギー側の検出効率が大幅に向上した。これらのチップは同時に 6 枚まで動作することができる。

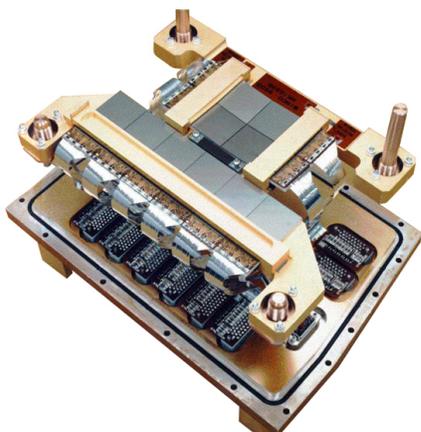


図 3.17: ACIS の写真

## ACIS FLIGHT FOCAL PLANE

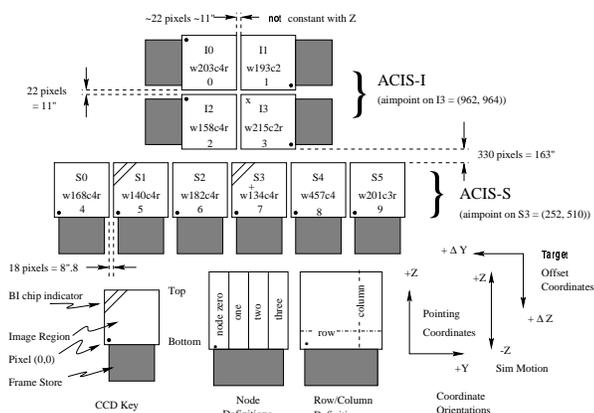


図 3.18: ACIS の構造図

## Newton EPIC

3台のX線望遠鏡の焦点面に設置されている2台のFI型のMOS検出器と1台のBI型のPN検出器模式図を図3.19に示す。MOS検出器は7枚のチップ、PN検出器では12枚のチップが配列されている。EPICはデータの転送方式がFrame Transfer方式とは異なり蓄積領域のない構造で、端の1列のデータを順次横流ししていく方法でデータを転送する。このため、転送中は撮像領域を遮蔽することになる。

**Comparison of focal plane organisation of EPIC MOS and pn cameras**

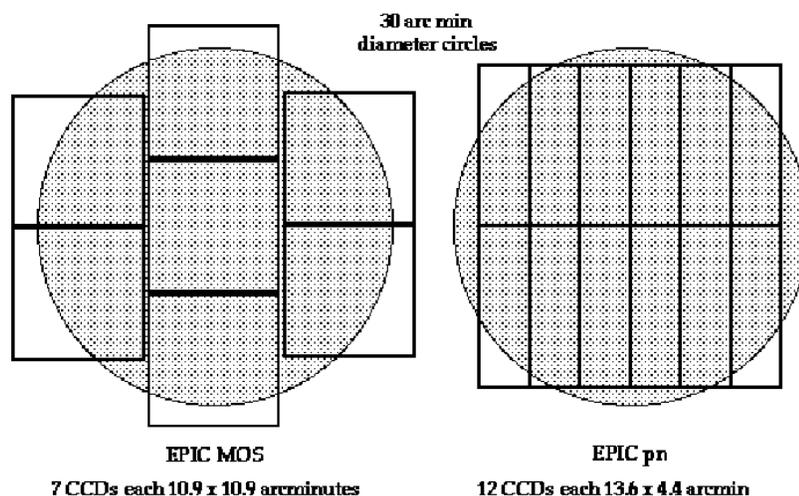


図 3.19: MOS 検出器 (左) と PN 検出器 (右) の模式図

## Suzaku XIS

XISは4台のXRTの焦点面に設置されたCCDカメラである。1台のCCDカメラは1024×1024pixelの1枚のチップで構成されている。このうちXIS-1がBI型検出器で残り3台(XIS-0、2、3)がFI型検出器である。CCDの構成は基本的にASCA・SISと同型の検出器であるが、ASCA SISでは4枚のCCDを合わせていたものを1枚にし、すき間を埋めた。また、ASCA SISをさらに改良し性能は飛躍的に向上している。まず、空乏層を30 $\mu$ mから70 $\mu$ mに増加し、7keV以上の高エネルギー側での検出効率を約2倍向上させた。また、動作温度を-60°から-90°に下げ、熱ノイズを大幅に押えた。また、打ち上げ後の放射線損傷に対応するため軌道上校正線源(Fe)を設け、荷電粒子に対してはカメラボディ周辺にプラスチックリングを設けた。



図 3.20: XIS 検出器の写真

### 3.3.2 Event Grade

CCD で生成される電子雲は広がりをもつため、1 イベントでも複数の pixel に渡って検出される。特に X 線イベントと異なる粒子バックグラウンドはより多くの pixel で検出される傾向がある。このことを応用し CCD で検出されたイベントを X 線イベントと粒子バックグラウンドの区別をするため Event Grade というアルゴリズムを用いる。アルゴリズムは、イベントの最高波高値を示した pixel と、それを囲む  $3 \times 3$  pixel のうちの閾値を超えて X 線を検出した pixel の検出パターンにより 256 通りの grade に分類するものである。具体的な分類方法は図 3.21 に示すように、最高波高値を示した pixel を 0 とし、この pixel を囲む  $3 \times 3$  の pixel を左下から順に 2 を累乗した値を割り振っていく。割り振られた pixel のうち閾値を超えて X 線を検出した pixel の数字を足し合わせることで 0-255 の Grade を分類する。この Grade のうち X 線イベントとするものは、ASCA・SIS の Event Grade で標準の検出パターン (Standard grade) としていた 5 パターンに相当する Grade が広く採用されている。ASCA・SIS では 7 パターンの Grade に分けられており、このうち 0、2、3、4、6 のパターンが検出パターンとしてキャリブレーションなどに用いられている。

表 3.2 に ACIS と SIS の Event Grade の対応を示す。適切な Event Grade によってバックグラウンドを除去することで signal-background 比を向上させることができる。

表 3.2: ACIS と ASCA のイベントグレード

ACIS Grades	ASCA Grades	Description
0	0	Single pixel events
64 65 68 69	2	Vertical Spilt Up
2 34 130 162	2	Vertical Spilt Down
16 17 48 49	4/3	Horizontal Spilt Right
8 12 136 140	3/4	Horizontal Spilt Left
72 76 104 108	6	“L” & Quad, upper left
10 11 138 139	6	“L” & Quad, down left
18 22 50 54	6	“L” & Quad, down right
80 81 208 209	6	“L” & Quad, up right
1 4 5 32 128	1	Diogonal Spilt
33 36 37 129		
132 133 160 161		
164 165		
3 6 9 20 40		“L” -shaped spilt with corners
96 144 192 13 21		
35 38 44 52 53		
97 100 101 131		
134 137 141 145		
163 166 168 172		
176 177 193 196		
197		
24	7	3-pixel horizontal spilt
66		3-pixel vertical spilt
255		All pixels
all others		

32	64	128
8	0	16
1	2	4

図 3.21: pixel の分類方法

Suzaku XISにおいてもX線イベントと粒子バックグラントを区別するためEvent Gradeを行なう。今回、ASCAやChandraで行なわれていたように最高波高値を示すpixelとその周囲3×3のピクセルのジオメトリの他に、周囲5×5のデータまで保存できるようになった。これにより3×3モードでもその外側のpixelが閾値を超えたかどうかを見ることができる。これを利用してX線イベントとbackgroundなどをより厳密に区別できるようにした。具体的なGrade法はASCAのgrade法を用い、さらにGrade6の閾値の計算法とGrade6の細分化3×3の外側のチェック法の3点を変更した。

### 3.3.3 エネルギー分解能

エネルギー分解能は、相互作用する電子の統計揺らぎ、熱ノイズ、回路上で起こる読みだしノイズの3通りが考えられる。このうち熱ノイズについてはACISはCCDを-90~-120°に冷却し熱ノイズをおさえているため、熱ノイズによるエネルギー分解能への影響は無視できる。

まず、電子の統計揺らぎを考える。入射X線のエネルギーEによって得られる電子雲の電荷量の平均値はE/W<sub>si</sub>である(W<sub>si</sub>は電子・正孔対1つを作るのに必要なエネルギーW<sub>si</sub>=3.65×10<sup>3</sup>keV)。この電荷量はポアソン統計に従うと考えられるが、実際には様々なようによりポアソン分布からずれる。このずれをFano因子(F)を用いて、統計揺らぎを表すと

$$\sigma_e = \sqrt{F \frac{E}{W_{si}}} \quad (3.1)$$

と表される。ここでACISで用いられているシリコン結晶ではF=0.135となっている。さらに読みだしノイズによる揺らぎをσ<sub>r</sub>とすると、最終的な揺らぎは

$$\sqrt{\sigma_r + F \frac{E}{W_{si}}} \quad (3.2)$$

となり、エネルギーのガウシアン半値幅 (FWHM) を表すと

$$\Delta E \sim 2.35 W_{si} \sqrt{\sigma_r + F \frac{E}{W_{si}}} \quad (3.3)$$

となる。ここで読みだしノイズは電子の統計ノイズに比べ非常に小さいので ( $\sigma_r^2 \ll \sigma_e^2 = F \frac{E}{W_{si}}$ )、エネルギー分解能  $\frac{\Delta E}{E}$  は  $\sigma_r^2$  を無視し

$$\frac{\Delta E}{E} \sim 2.35 \sqrt{\frac{F \cdot W_{si}}{E}} \quad (3.4)$$

となる、具体的に  $F=0.135$ 、 $W_{si}=3.65 \times 10^3 \text{keV}$  を代入すると、

$$\frac{\Delta E}{E} \sim 2.35 \sqrt{\frac{0.499 \times 10^3 \text{keV}}{E}} \quad (3.5)$$

と求められる。実際の CCD のエネルギー分解能は、FI 型において Fe 輝線 (6.7keV) で ~2 % とほぼ理論的な限界に達している。一方で BI 型では吸収点が電極から遠い分拡散や再結合の影響でエネルギー分解能が悪化している。

図 3.22 に、Chandra ACIS の FI 型と BI 型の打ち上げ前のエネルギー分解能を示す。FI 型に比べ BI 型ではエネルギー分解能が悪いことが分かる。

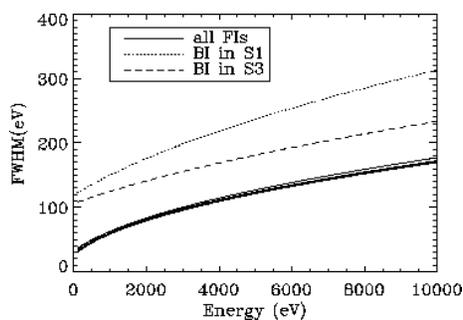


図 3.22: Chandra ACIS の FI 型と BI 型の打ち上げ前のエネルギー分解能

Newton MOS 検出器 (FI 型) と PN 検出器 (BI 型) のエネルギー分解能を図 3.23 に示す。MOS 検出器では観測値は実線示される理論値を常に上回っていることが分かる。また、PN 検出器が示すカーブはデータの転送方式の影響によるものである。Suzaku XIS のエネ

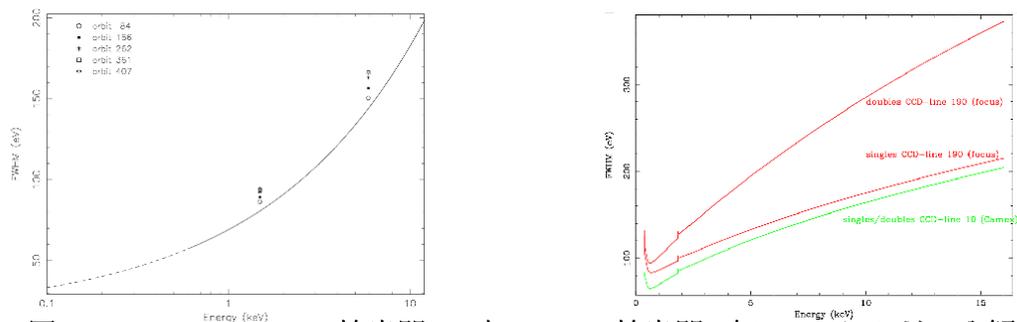


図 3.23: Newton MOS 検出器の (左) と PN 検出器 (右) のエネルギー分解能

ルギー分解能を図 3.24 に示す。図から Suzaku XIS では BI 型チップでエネルギー分解能が改善され、FI 型チップと BI 型チップで大きく変わらない値になっていることが分かる。

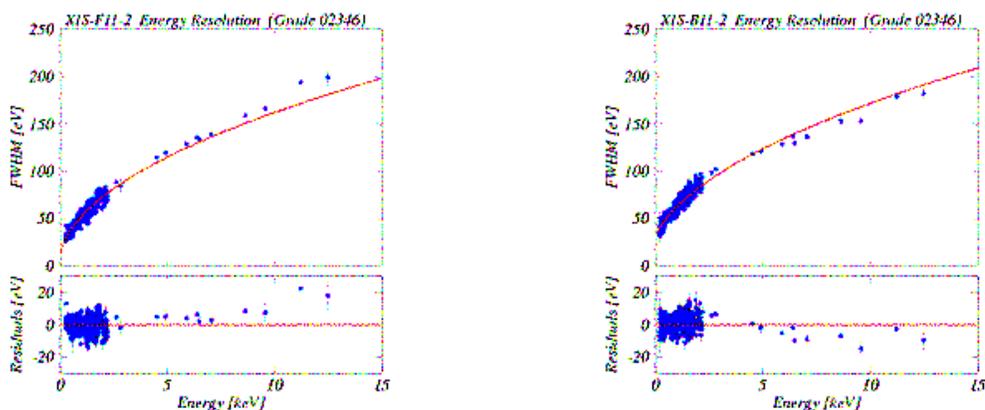


図 3.24: Suzaku XIS の FI 型 (左) と BI 型 (右) のエネルギー分解能

エネルギー分解能とは別に、1keV以下の低エネルギー側で注意すべきことに、低エネルギーテールが挙げられる。これは、低エネルギーの光子はCCDが作る空乏層のごく表面付近で吸収され電子雲を作る性質のため、FI型ではこの電子雲が電極面との境界面で吸収され信号として検出されなくなり、また、BI型では電極面から遠い位置で電子雲ができるため電子のとりこぼしが生じるためである。このテールの影響はChandra、Newtonでは顕著であり、輝線が見えなくなっていた。図3.25に、酸素(0.7keV)を検出した結果を示す。図からも分かるように、Suzaku XISはこの低エネルギーのテールが小さく、低エネルギーの輝線を出す重元素の組成比解析に最適である。

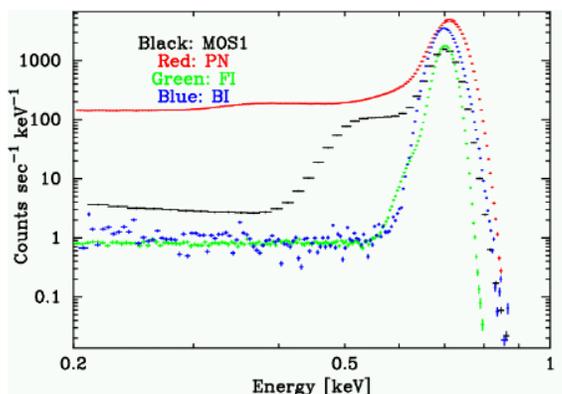


図 3.25: 酸素(0.7keV)のスペクトル

## 放射線損傷

Chandra 衛星については放射線損傷について考慮する必要がある。Chandra ACIS のFI型についてはほぼ理論値を達成していたエネルギー分解能であるが、Chandra が打ち上げられた最初の1カ月間、ACISをHRMAの焦点面に置いた状態で低エネルギー陽子の入射カウントが上がる放射線帯を通過した。このためCCDはダメージを受け、エネルギー分解能は大きく劣化した。図3.26にI3およびS3のpixel位置とエネルギー分解能の関係を示す。この図から、FI型では遮蔽されている蓄積領域に近いpixelより遠くに位置しているpixelがより劣化していることが分かる。一方でBI型ではほぼ劣化が見られない。これはCCDが背面をむいたため、HRMAの焦点面から電極構造が遠かったためダメージを受けなかったためだと考えられる。本論文では放射線損傷を受けていないBI型CCDを用い解析を行なった。また、Newton衛星では放射線帯では望遠鏡焦点面からCCDを外し、Suzakuは低周円軌道をとることで放射線帯を避けることで、2機とも損傷はほとんど受けていない。

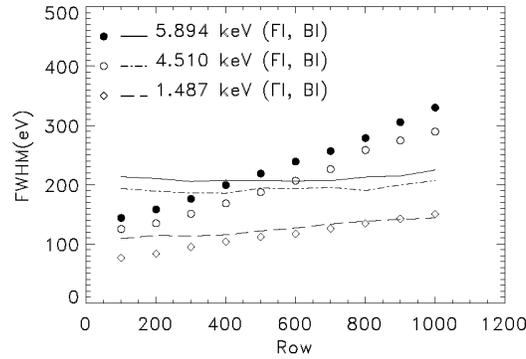


図 3.26: I3 および S3 の pixel 位置とエネルギー分解能の関係

### 3.3.4 Background

衛星が軌道上にあるとき、観測での background は 2 種類に分類される。まず、1 つ目の background は検出器に内在している Internal background や荷電粒子や光子などの非 X 線源が相互作用により荷電粒子を生成するような non X-ray background で、撮像領域で観測時間に比例して増加するものと、蓄積領域で読みだし数に比例して増加するものがある。2 つ目の background であるが、これは観測天体以外からの放射で、全天から等方的に放射されている宇宙 X 線背景放射 (cosmic X-ray background : CXB) の X-ray background である。

図 3.3.4 に ASCA SIS と Newton PN MOS さらに Suzaku XIS-FI BI の Internal background を示す。non X-ray background は Newton の場合では望遠鏡の窓を閉じ、ASCA および Suzaku では夜地球を観測することで測定できる。図から Newton PN は background が高いことが分かる。Suzaku XIS-FI と ASCA SIS、Suzaku XIS-BI と Newton MOS が同程度である。

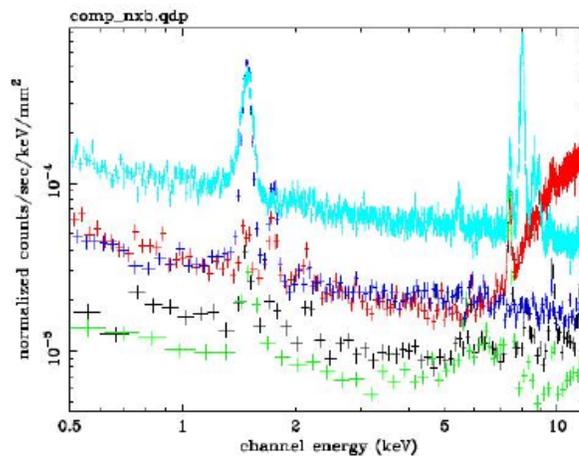


図 3.27: non X-ray background ASCA SIS:緑 Suzaku XIS-FI:黒 Suzaku XIS-BI:赤 Newton PN:ライトブルー Newton MOS:青

次に図 3.3.4 に ASCA SIS と Chandra ACIS-FI BI さらに Newton PN MOS と Suzaku XIS-FI BI について CXB も含めた全 background を示す。ここでは検出効率で割った値をプロットして、信号に対する実質的な background レベルを表す。これらは明るい X 線源の無い空を観測することで測定できる。この CXB のスペクトルを以下の式で与える。

$$I(E) = 9.3 \times 10^7 E^{-1.4} [\text{keV}/\text{cm}^2/\text{sec}/\text{keV}/\text{arcmin}^2] \quad (3.6)$$

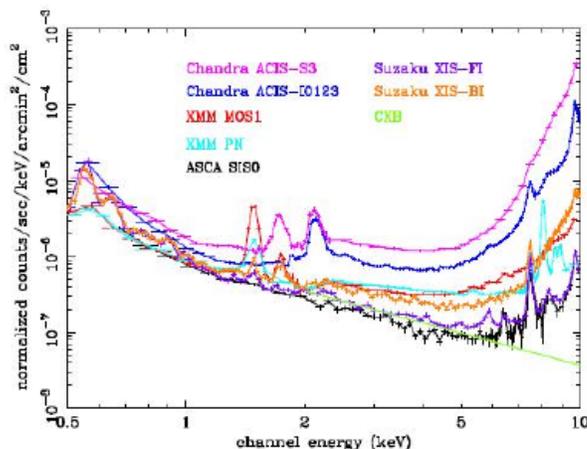


図 3.28: sky background ASIC-S3:ピンク Chandra ACIS-I0:藍 Newton MOS:オレンジ Newton PN:ライトブルー ASCA SIS:黒 Suzaku XIS-FI:紫 Suzaku XIS-BI:黄色 CXB:黄緑

これを見ると Newton では 2keV、Chandra では 1keV を超えると non X-ray background が支配的になるのに対し、Suzaku XIS-FI では 5keV を超えるまで CXB が支配的であるといえる。このことから Suzaku XIS-FI は Signal/Noise が他の検出器に比べ高いことが分かる。7keV で Suzaku XIS-FI は Newton の 2~4 倍の S/N となる。

### 3.4 X線回折格子

X線回折格子の原理は可視光と同様である。回折格子で反射した X線は波長に対応した分散角を計ることができる。X線領域で利用可能な回折格子には反射型回折格子と透過型回折格子がある。透過型回折格子は設計の自由度があり、反射面の研磨の必要がないなどの技術的、経済的な利点が多い。一方で反射型は分散角が透過型より大きく高エネルギー側の分解能が良いといえる。

しかし、回折格子による観測では位置分解能がない、検出効率が悪い、基材での X線の吸収などにより低エネルギー (~2.5keV) でしか感度がないなどの欠点がある。また分散の性質から点源の観測に適している。広がった天体では分散の影響を考慮する必要がある。

## Newton RGS

Newton 衛星搭載の反射型回折格子は、望遠鏡と MOS の光路の間に設置されている。図 3.29 に Newton 衛星搭載の反射型回折格子を示す。Newton 衛星の Grating attack システム (Reflection Grating Spectrometer:RGS) は非常に優れたエネルギー分解能を達成している。

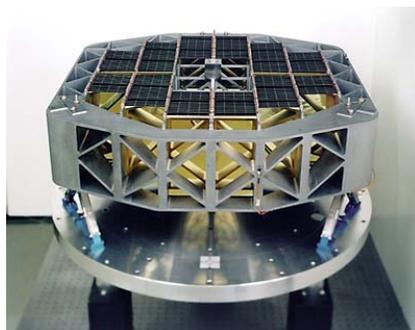


図 3.29: Newton 衛星搭載の透過型回折格子の写真

図 5.13 に RGS の 1 枚の回折格子と、これに光が入った時の光路のジオメトリーを示す。回折格子の面に対して入射角  $\alpha$  で入射した光と、回折格子を反射角  $\beta$  ででていく光の関係は以下のように示される。

$$\cos\beta = \cos\alpha + m\lambda/d \quad (3.7)$$

ここで  $m$ 、 $\lambda$ 、 $d$  は次数 (-1、-2...)、波長、グロブ幅 (約  $1.5\mu\text{m}$ ) である。この分散光をうける CCD カメラ (RFC) は図 3.31 のようなジオメトリーをしている。

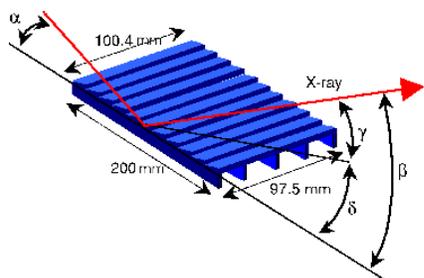


図 3.30: Newton 衛星搭載の透過型回折格子

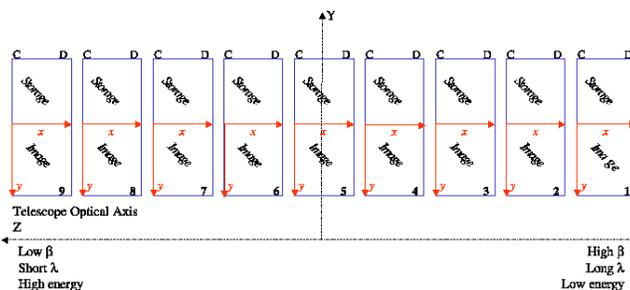


図 3.31: RFC のジオメトリー

図に示した CCD は Y 軸上に撮像領域と蓄積領域がならぶ Frame Transfer 方式で撮像している。Z 軸上でのチップのギャップは  $0.5\text{mm}$  (波長  $45\text{m}\text{\AA}$ ~ $85\text{m}\text{\AA}$ ) で、CCD に到達する光は高エネルギー (短波長) なものほど Z 軸の大きな値をとる。

### 3.4.1 有効面積

RGS の有効面積を図 3.32 に示す。3.2.1 に示されている他の検出器との比較をすると観測エネルギーバンドは約 0.4keV~1.2keV に相当し狭いことが分かる。有効面積が大きく減少している領域は CCD が機能していない部分で小さな切れ込みのような減少は CCD チップ間のギャップによるものである。ギャップ位置であっても有効面積が 0 にはならない。これは分散によりギャップ位置に相当する波長でも、他のチップで検出できるためである。

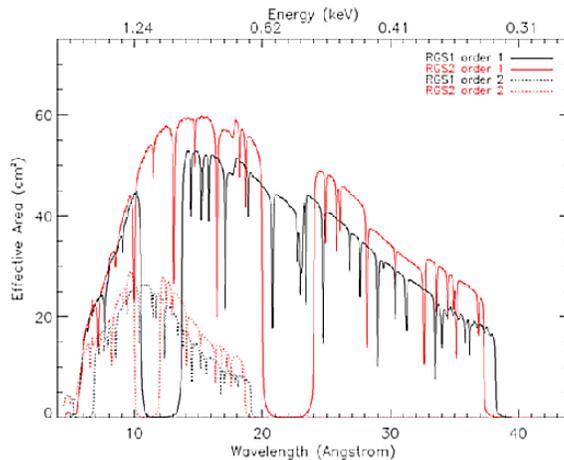


図 3.32: RGS の有効面積

### 3.4.2 Line Spread Function (LSF)

Line Spread Function (LSF) は分光によって得られたスペクトルの、鏡や格子についての response 関数と検出器の response 関数で構成されている。図 3.33 に LSF を構成する 3 つの response を示す。この response 関数は回折格子表面の精度による分散、検出位置、X 線の拡散の精度に依存し、PKS0312-770 の観測によって得られた Lorentzian profile によって良い近似が得られている。

広がった天体については、この LSF に天体の広がりをつけ加えたラインプロファイルが得られる。1 分角くらいのシャープなコアをもつ広がった天体ならライン解析が可能だが、輝度のコアが数分角の天体はライン解析は不可能である。

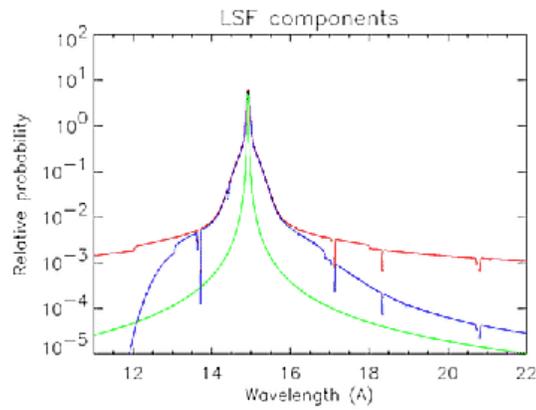


図 3.33: LSF の 3 要素 :鏡の response(緑)、分散による response(赤)、検出器による response(青)

### 3.4.3 background

図 3.34 に RGS の平均 background と変動しない次期の background を取り出したものを示す。7Å でカウント数が上がっているのは波高値のフィルターが変わるためである。また、32Å でカウント数が突然上がっている。この原因はよく分かっていないが、おそらく RGS 用 CCD の暗電流ではないかと考えられている。

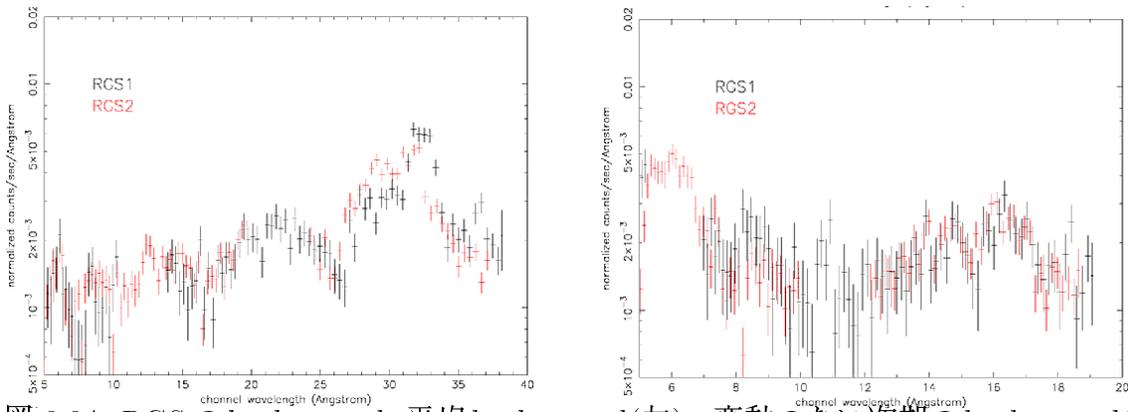


図 3.34: RGS の background :平均 background(左)、変動のない次期の background(右)

# 第4章 解析データと解析方法

## 4.1 解析データ

### 4.1.1 ターゲット選定

今まで Chandra 衛星で数 10 の多くの楕円銀河が観測されているので、まず Chandra のデータから楕円銀河を選んだ。温度の低い ISM について詳細な空間分解を行なうためには、低エネルギー側での感度の良い BI 型チップによって撮像されたデータが望ましい。よって BI 型で撮像されたデータのうち、孤立した楕円銀河もしくは、銀河団の中心に位置していない楕円銀河で、できるだけ明るくて光子統計が良く、できるだけ近傍に位置し空間分解しやすい X 線で暗い楕円銀河を選び解析を行なった。その結果、X 線で暗い楕円銀河について 9 つの銀河を選び解析を行なった。X 線で明るい楕円銀河、cD 銀河については、すでに多数が解析されていることから扱わなかった。

Newton 衛星については、X 線で暗い楕円銀河の観測例が少ないためいくつかの X 線で暗い楕円銀河と、比較対象のため X 線で明るい楕円銀河 NGC5044 の解析を行なった。Suzaku に関しては、X 線で暗い楕円銀河の観測はまだ 2 例のみであるので、この 2 天体と比較対象のため cD 銀河である NGC1399、NGC4636 の観測データを扱った。選んだ銀河の特性については表 4.2 に示している。

### 4.1.2 データリダクション

Chandra 衛星による解析では、データは Chandra X-ray Center(CXC) から公開されている level-2 のデータを用い、CXC から提供されている CIAO-2.3 software package によってリプロセスを行なった。さらに、Chandra 衛星の軌道は楕円軌道であるため、バックグラウンドの突発的な時間変動がある。この時間変動を light curve 上でカウント数が突発的に上昇することから判断し、その時間帯のデータを無視した。

Newton 衛星による解析では、XMM-Newton Science Archive(XSA) によって公開されているデータを用い、Science Analysis Software(SAS) で提供されているソフトウェア SAS6.0.0 によってデータのリプロセスを行なった。

Suzaku での観測では、Quick Look 用に公開されている rev0.2、rev0.3 のデータを用い、HEASOFT 6.0 ソフトウェアによってデータリプロセスを行なった。

また、これらのリプロセスによって作成されたスペクトルは、X 線スペクトル解析で一般に用いられる XSPEC package version11.2.0 を用いて解析を行なった。

表 4.1: 本論文で扱った楕円銀河の特徴

	z	position	D	logL <sub>X</sub>	logL <sub>B</sub>	Mg <sup>2</sup>	r <sub>eff</sub>		others
	(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)
IC1459	0.00564	22:57:10.60, -36:27:44.00	18.88	40.71	10.37	0.321	39	-5	
NGC1316	0.00587	03:22:41.70, -37:12:29.00	18.11	40.87	10.93	–	81	-2	Fornax
NGC1399	0.00475	03:38:29.08, -35:27:02.70	18.11	41.63	10.52	0.334	42	-5	Fornax cD
NGC1404	0.00649	03:38:52.00, -35:35:34.00	18.11	41.19	10.35	0.317	27	-5	Fornax
NGC3923	0.00580	11:51:01.70, -28:48:17.20	17.86	40.66	10.52	0.306	53	-5	
NGC4125	0.00482	12:08:05.60, +65:10:29.00	25.94	40.94	10.80	0.295	60	-5	
NGC4374	0.00354	12:08:05.60, +65:10:29.00	15.92	40.83	10.57	0.292	55	-5	Virgo
NGC4552	0.00113	12:35:39.80, +12:33:23.00	25.92	40.71	10.29	0.324	30	-5	Virgo
NGC4636	0.00313	12:42:49.87, +02:41:16.00	15.92	41.59	10.51	0.311	102	-5	Virgo
NGC4649	0.00373	12:43:40.30, +11:32:58.00	15.92	41.28	10.73	0.338	74	-5	Virgo
NGC5044	0.00902	13:15:23.97, -16:23:07.90	30.21	42.74	10.70	0.324	–	-5	
NGC720	0.00582	01:53:00.40, -13:44:18.00	20.80	40.61	10.38	0.330	40	-5	

(1):redshift

(2):( $\alpha$ ,  $\delta$ ) J2000

(3):Disatance(Mpc) (E.O’Sullivan, D.A.Fotbes and T.J.Ponman 2001)

(4):X-ray luminosity L<sub>X</sub> (ergs<sup>-1</sup>)(E.O’Sullivan, D.A.Fotbes and T.J.Ponman 2001)

(5):B band luminosity L<sub>B</sub>(L<sub>⊙</sub>)(E.O’Sullivan, D.A.Fotbes and T.J.Ponman 2001)

(6):Mg<sub>2</sub> index at galaxy (mag) (E.O’Sullivan, D.A.Fotbes and T.J.Ponman 2001)

(7):effective radius (arcsec) (Faber et al.1989)

(8):morphology (RSA) -2:SO galaxy,-5:Elliptic galaxy

(9):notes

表 4.2: Chandra, Newton, Suzaku での観測

	Chandra		Newton		Suzaku	
	exposure time (sec)	date (y-m-d h:m)	exposure time (sec)	date (y-m-d h:m)	exposure time (sec)	date (y-m-d h:m)
IC1459	58825.6	01-08-12 23:37	29227.3	02-04-3016:51	–	–
NGC1316	29850.8	01-04-17 14:55	–	–	–	–
NGC1399	–	–	–	–	66999.4	05-09-13 06:23
NGC1404	29247.3	03-02-13 00:01	–	–	66999.4	05-09-13 03:49
NGC3923	21102.2	01-06-14 21:25	32793.7	02-01-03 20:16	–	–
NGC4125	64234.0	01-09-09 07:01	–	–	–	–
NGC4374	28476.4	00-05-19 08:01	–	–	–	–
NGC4552	54419.3	01-04-22 11:00	–	–	–	–
NGC4636	–	–	–	–	70343.1	05-12-06 06:38
NGC4649	36877.4	00-04-20 03:34	47239.7	01-01-02T16:22	–	–
NGC5044	–	–	22059.3	01-01-12T21:07	–	–
NGC720	39616.7	00-10-12 21:04	19814.9	02-07-13T07:44	149365.7	05-12-30 05:08

## 4.2 スペクトル解析

スペクトル解析とは、天体からのスペクトルに対して、モデルスペクトルを比較し最適化することで、そのモデルスペクトルから物理パラメーターを得る方法である。モデルスペクトルは、宇宙空間における物理過程の理論的猫像で、複数の自由パラメーターが含まれる。このモデルスペクトルと天体のスペクトルを比較するためには、モデルスペクトルに観測器の個性を考慮させることが必要である。この観測器の個性を表す関数がレスポンス関数である。一方で天体からスペクトルも、観測によって得られたスペクトルから background を差し引くことで得られる。そして、これらスペクトルの比較は  $\chi^2$  検定が用いられる。

### 4.2.1 モデルスペクトル

モデルスペクトルとして、Chandra 衛星による解析では、APEC モデルを ISM のモデルとして適用した。また、Newton 衛星、Suzaku による解析では、VAPEC モデルを ISM のモデルとし、BREMMS モデルを楕円銀河中の低質量 X 線連星 (LMXB) のモデルとして適用した。また、これらの X 線が我々の銀河を通過するときを起こす光電吸収を、WABS モデルを用いてすべての解析に加味した。

#### APEC モデル・VAPEC モデル

APEC モデルは光学的に薄い高温プラズマからの放射モデルで、イオンの衝突をもとに求めている。プラズマモデル自体には元素からの放射を含んでいないが、イオンの量子数の順位を計ることで求める。プラズマからの放射は、天体の距離を  $D_A(\text{cm})$ 、電子、分子の数密度をそれぞれ  $n_e$ 、 $n_H(\text{cm}^{-3})$  として以下のように与えられる。

$$L_X = (10^{-14}/(4\pi(D_A(1+z))^2)) \int n_e n_H (\epsilon_\nu^{ff} + \epsilon_\nu^{line}) dV \quad (4.1)$$

自由パラメーターはプラズマの温度 (kT)、重元素アバundance ( $A_{Fe}$ )、normalization である。このときの各元素の重元素アバundanceは表 4.3 で与えられた比で固定されている (Anders and Grevesse 1989)。図 4.4 に温度 0.5keV、アバundance 1solar での APEC モデルを示す。

VAPEC は、上述の APEC モデルについて各元素の重元素アバundance比を固定せず、各重元素を自由パラメーターとするモデルである。自由パラメーターとなる重元素アバundanceは He、C、N、O、Ne、Mg、Al、Si、Ar、Ca、Fe であり、VAPEC モデルでは合計 13 の自由パラメーターをもつことになる。本論文では He、C、N を 1solar で固定し、Al=Mg、Ar=Ca=S、Ni=Fe として解析を行なった。

表 4.3: 重元素の太陽組成比

The number ratio to Hydrogen			
H	1.00	Si	$3.55 \times 10^{-5}$
He	$9.77 \times 10^{-2}$	S	$1.62 \times 10^{-5}$
C	$3.63 \times 10^{-4}$	Cl	$1.88 \times 10^{-7}$
N	$1.12 \times 10^{-4}$	Ar	$3.63 \times 10^{-6}$
O	$8.51 \times 10^{-4}$	Ca	$2.29 \times 10^{-6}$
Ne	$1.23 \times 10^{-4}$	Cr	$4.84 \times 10^{-7}$
Na	$2.14 \times 10^{-6}$	Fe	$4.68 \times 10^{-5}$
Mg	$3.80 \times 10^{-5}$	Ni	$1.78 \times 10^{-6}$
Al	$2.95 \times 10^{-6}$	Co	$8.60 \times 10^{-8}$

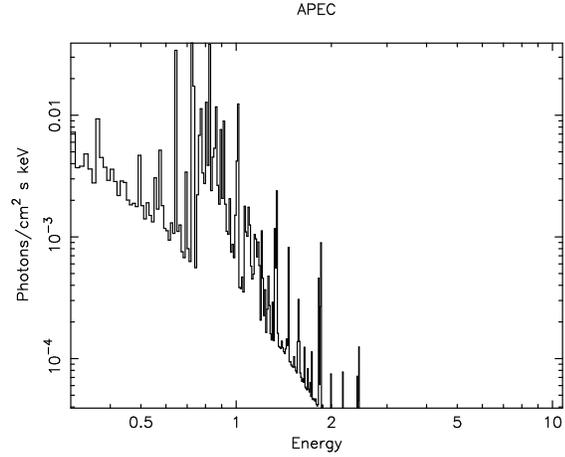


表 4.4: APEC モデルによる高温プラズマからの放射 : 温度 0.5keV、アバundance 1solar

## BREMSS モデル

BREMSS モデルは Kellogg, Baldwin and Koch が計算した、熱平衡に達した天体からの熱制動放射のモデルである (ApJ 199, 299)。自由パラメーターはプラズマ温度と normalization である。本来は光学的に薄いプラズマからの放射の連続成分を表すものだが、ここでは銀河の中に存在する低質量 X 線連成 (LMXB) からの放射の和を表すものとして用いた。また、自由パラメータのプラズマ温度は、典型的に点源からの放射の和が示す 7keV で固定した。

## WABS モデル

X 線が衛星に到達するまでに、我々の銀河の星間ガスによってある確率で光電吸収をうける。この光電吸収のモデルとして WABS モデルが提唱されている。この光電吸収の影響は低エネルギー領域 ( $\sim 1\text{keV}$  以下) で大きくなる。このため、本論文で取り扱う温度の低い X 線で暗い楕円銀河などで、さらに低エネルギー側で放射が優位な重元素の測定には、光電吸収の影響は十分考慮する必要がある。水素数密度を  $n$ 、元素  $i$  の割合を  $f_i$ 、光電吸収断面積を  $\sum_i$ 、吸収体の厚さ  $d$  とすると、光電吸収の式は、

$$A(E) = \exp\left(-\sum_i n f_i \sigma_i(E) d\right)$$

と表される。ここで、 $\sum_i f_i \sigma_i$  は我々の銀河内でほぼ一定であり、星間ガスは水素が主成分であることから、吸収量は一般に  $N_H = nd$  というパラメータを用いて表される。この

自由パラメーターを水素柱密度とよび、典型的に  $N_H \sim 10^{20} \text{ cm}^{-2}$  の値をとる。

## 4.2.2 レスポンス関数と $\chi^2$ 検定

レスポンス関数は2つのファイルから成り立っている。1つ目は、エネルギー再分配ファイル (Redistribution Matrix File:RMF) である。RMF は、単一エネルギー光子に対するパルスハイトの確率分布で、検出チャンネル  $P$  を二次元行列関数  $R(P,E)$  でエネルギー  $E$  に変換する関数である。2つ目は、検出器の有効面積レスポンスファイル (Ancillary Response File:ARF) である。ARF は検出器の検出効率や望遠鏡の有効面積を含むエネルギーの関数  $A(E)$  で、ベクトルの形で表される。モデルスペクトル  $S(E)$  はこのレスポンス関数を次式のように考慮して波高分布  $M(P)$  を得る。

$$M(P) = \int R(P, E)A(E)S(E)dE$$

となる。これに対して天体からのスペクトル  $D(P)$  は、観測によって得られたスペクトル  $D_{PI}(P)$  から background  $B(P)$  を差し引くことで得られる。

$$D(P) = D_{PI}(P) - B(P)$$

この天体からのスペクトル  $D(P)$  とモデルスペクトル  $M(P)$  を  $\chi^2$  検定によって比較する。

$$\chi^2 = \sum_P \frac{(D(P) - M(P))^2}{(\Delta D(P))^2}$$

ここで、 $\Delta D(P)$  は

$$\Delta D(P) = \sqrt{\left(\sqrt{D(P)}\right)^2 + \Delta B(P)}$$

と表され、統計による測定精度と background の測定精度を含む測定精度である。

図 4.1 に Newton 衛星によって観測されたスペクトルに対して VAPEC モデル、BREMSS モデルでスペクトルフィットした例を示す。

## 4.2.3 background

Chandra 衛星の background データには CXC が公開している blank-sky データを用いた。このデータの中から観測データの background データとして相応しいデータを選択し座標補正を行なうスクリプトである acis bkgond lookup を用いて、観測データ毎に適当な background データを選択した。

Newton 衛星の background データは SAS が公開している background データから、観測スペクトルと同じ検出器の同じ領域を選び抜きとって用いた。

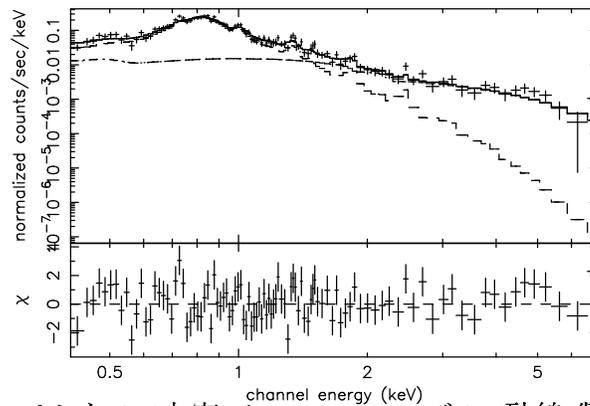


図 4.1: NGC3923 のスペクトル (十字) と VAPEC モデル (破線:低エネルギー側で優位な成分) と BREMSS モデル (破線:高エネルギー側で優位な成分) を併せたモデルスペクトル (実線)、下は残差

Suzaku 観測における観測では、background データとして X 線源の無い黄道北極方向 (North Ecliptic Pole:NEP) の観測データと北斗七星の星間部分をつぎ合わせたデータである Lockman Hole のデータを用いた。

図 4.2 に NGC3923 の Chandar 衛星での観測におけるスペクトルと background のスペクトルを比較して載せる。図から background が 5keV を超えると優位になってくることが分かる。

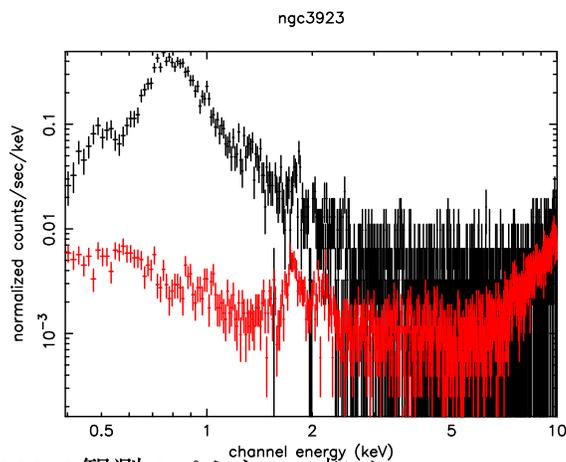


図 4.2: NGC3923 の観測スペクトル (赤) と background スペクトル (黒)

#### 4.2.4 Chandra 衛星データでの点源成分の除去

Chandra 衛星による観測ではその優れた角分解能を生かし、楕円銀河内の低質量 X 線連成 (LMXB) などの点源の除外を考える。始めに、解析ソフトの wavedetect ツールで点源を見つけ除外した。ただしこのとき、銀河の最も明るい部分を中心として、半径 40 ピクセル以上の範囲で行なった。

さらに今回、この方法で抜きとれなかった点源を取り除くことを考える。対象とする ISM は 2keV 以下でほぼ光っているの、2-5keV で光っているピクセルは ISM からの放射ではなく点源であるとみなし除外した。

この方法で LMXB の放射を除外する方法は Chandra の優れた角分解能によるもので、我々独自の方法であり、今までで最も LMXB を差し引いたことになる。つまり、最も精度良く高温ガスの放射スペクトルをえることができる。NGC1316 において、始めの X 線イメージ、上で述べた処理をした後のイメージをそれぞれ図 4.3 に示した。

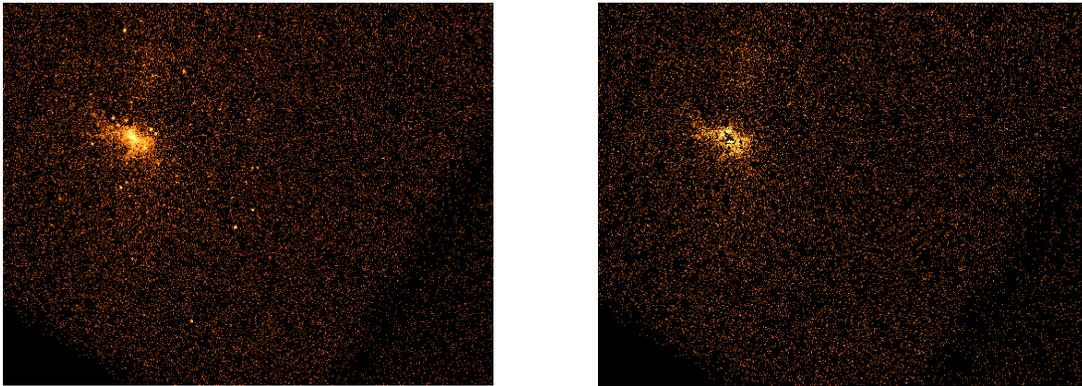


図 4.3: NGC1316 の X 線イメージおよび点源を抜いたイメージ

#### 点源除外の効率とデータの有効性

2~5keV で光っているピクセルを点源として除外したが、この結果点源からの放射を十分に除外できているか計算する。銀河の中にある X 線光度が  $L \sim dL$  である X 線星の数は、アンドロメダ銀河 M31 のバルジでは次のように与えられる (Kong, Albert K.H et al.2003)。

$$N(L)dL = AL^{-\alpha}e^{\frac{-L}{L_c}} dL \quad (4.2)$$

ここで  $\alpha=1.5$ 、 $L_c=1.06 \times 10^{38}$  erg/s である。M31 のバルジは、古い星が多くその周りに球状星団があり、楕円銀河のモデルとすることができる。また他の銀河では M31 のように暗い星まで観測ができない。するとこれをもとに点源からの光度の和  $L_{tot}$  は

$$L_{tot}(L) = \int_l AL^{-\alpha+1}e^{\frac{-L}{L_c}} \cdot dL \quad (4.3)$$

となる。2~5keVで光っているピクセルに2~5keVで1カウントあるとすると、楕円銀河の典型的な距離を18Mpcとしたときには、ほぼ $L \sim 10^{37} \text{erg/s}$ に相当するので、除去した点源の総Luminosityは

$$L_{tot}(10^{37}) = \int_{10^{37}} AL^{-\alpha+1} e^{\frac{-L}{L_c}} \cdot dL \approx 9.79 \times 10^{39} \text{erg/s} \quad (4.4)$$

となる。一方、下限をどこまで積分するかであるが、我々の銀河の観測により $L=10^{35} \text{erg/s}$ 以下のX線源の全光度への寄与が小さいことが分かっていることから、 $10^{35} \text{erg/s}$ 以上で積分すると

$$L_{tot}(10^{35}) = \int_{10^{35}} AL^{-\alpha+1} e^{\frac{-L}{L_c}} \cdot dL \approx 1.08 \times 10^{40} \text{erg/s} \quad (4.5)$$

となる。これが、Chandraで見えない暗いものまでX線源まで含めたX線星の光度の和となる。よって、 $10^{37} \text{erg/s}$ 以上を除いただけで十分に、点源からの放射はほぼ除外できていると言える。また、このピクセルは全ピクセルの数%であり、このピクセルの除外によって広がったX線のデータはほとんど捨てられていないことが言える。

## 第5章 解析結果

### 5.1 温度、アバンドランスの半径分布の解析

Chandra衛星データでは、楕円銀河中の温度、重元素アバンドランスの中心からの半径分布を得るために、銀河の最も明るい部分を中心として0-10"、10-30"、30-60"、60-100"、100-150"の5つの同心円のリング状に区切った領域(図5.1)ごとにスペクトル解析をした。領域はデータの統計が十分にとれる範囲で最小限の刻みと成るように区切った。

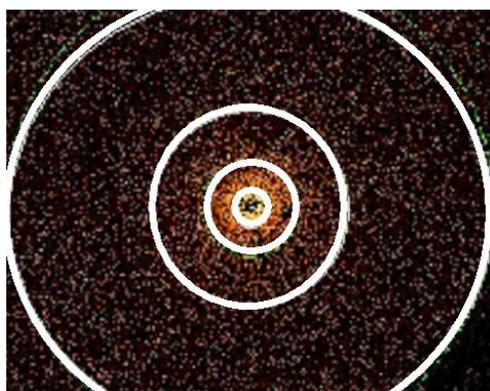


図 5.1: Chandra衛星データの領域の区切り方：銀河中心から0-10"、10-30"、30-60"、60-100"、100-150"の同心円のリング状領域

#### 5.1.1 Chandra衛星データのスペクトル解析

Chandra衛星データでは点源の除去を行なったが、まず点源を除かなかった生のデータでの解析を検証する。解析はChandra衛星データの9つの銀河の中でも、明るいNGC3923を用いて行なった。データは点源を除去していないので、スペクトル解析はAPECモデルとBREMSモデルを足し併せて行なった。まず、各領域のスペクトルを図5.2示す。

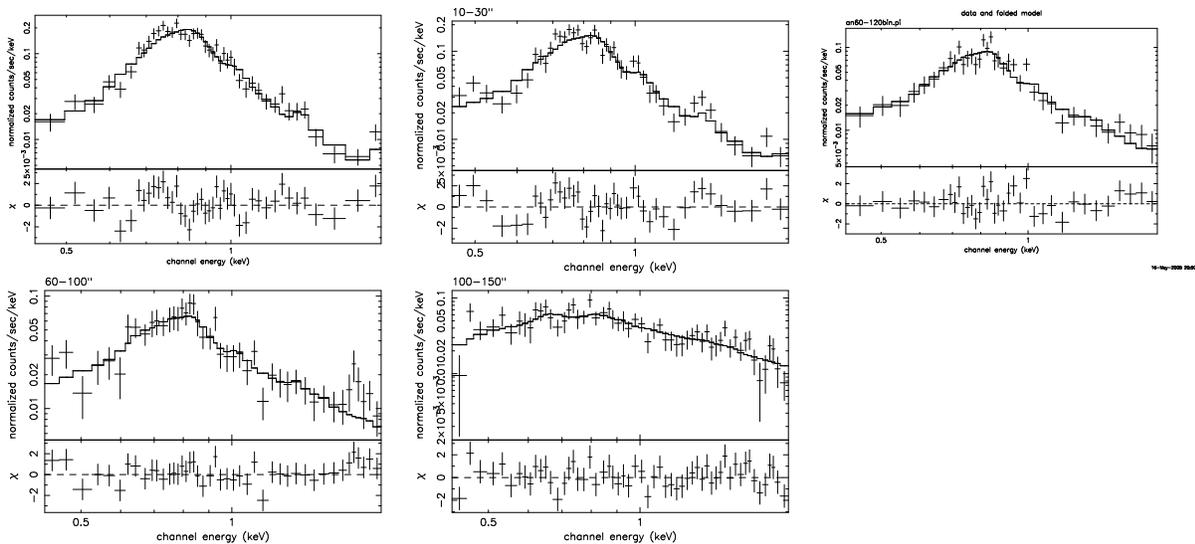


図 5.2: NGC3923 のスペクトル (APEC+BREMSS fitting): 左上から 0-10", 10-30", 30-60" 左下から 60-100", 100-150"

これまで楕円銀河の観測では、中心領域の分解具合は SIS の解析が 120 秒角、GIS で 180 秒角、ROSAT が 120 秒角であった。この図から分かるように、今回 Chandra による観測では、中心領域が 10 秒角まで分解できており、外側も 150 秒角まで観測されている。Chandra 解析から、中心領域では ISM からの放射により重元素からの輝線成分が確認できるが、外側の領域では点源からの連続成分が優位になることが分かる。ASCA、ROSAT の観測では中心 120 秒角の領域であったため、これらの点源成分がすべて一つになってしまっていたと考えられる。Chandra の詳細空間分解によって得られた温度分布、アバundance分布を図 5.3 に示す。

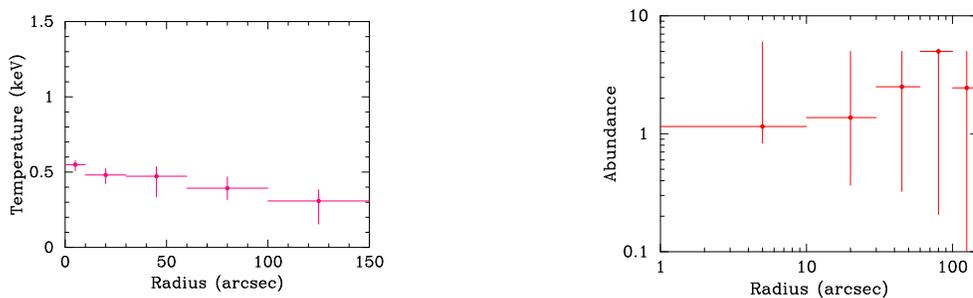


図 5.3: NGC3923 の温度の半径分布 (左) とアバundanceの半径分布 (右)

図から分かるように、詳細な空間分解のみではアバundanceの値に大きな誤差が伴い精度の良い結果が得られない。アバundanceの値はスペクトルの ISM の連続成分と輝線成分の比である。しかし、観測によって得られるスペクトルの連続放射は ISM のものと LMXB からの連続放射の重ね合わせである。このため、LMXB からの連続放射の影響で高温プラズマからの連続放射が精度良く求められず、アバundanceの値も精度が悪くなる可以说。また、高温プラズマからの連続放射を決める自由パラメーターはプラズマ温度であるため、温度も精度良く求められないと思われる。

表 5.1: NGC3923 のスペクトル解析の結果

radius arcsec	kT (keV)	Abundance (solar)	$\chi^2, \nu$
0-10	$0.55^{+0.03}_{-0.04}$	$1.15^{+4.86}_{-0.32}$	1.48, 40
10-30	$0.48^{+0.04}_{-0.06}$	$1.37^{+3.63}_{-1.01}$	1.68, 39
30-60	$0.47^{+0.06}_{-0.14}$	$2.50^{+2.50}_{-2.18}$	1.20, 32
60-100	$0.39^{+0.08}_{-0.07}$	$5.00^{+0.00}_{-4.79}$	0.99, 40
100-150	$0.31^{+0.07}_{-0.15}$	$2.45^{+2.55}_{-2.45}$	0.99, 52

APEC モデル+BREMSS モデル fitting

### 5.1.2 点源除去後の Chandra 衛星データのスペクトル解析

Chandra 衛星データから点源を除去したデータについて、9つの銀河で解析を行なった。各銀河の中心 0-10" 領域におけるスペクトルを図 5.4 に示す。

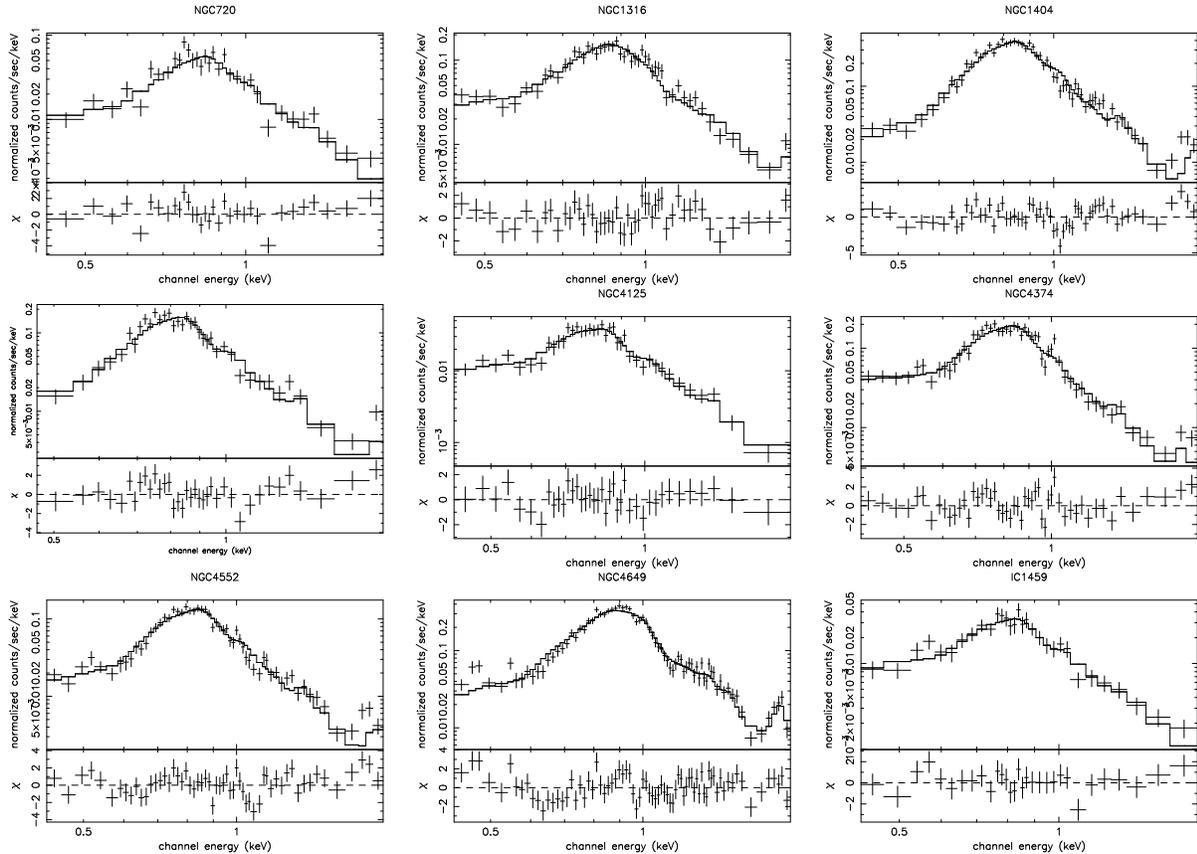


図 5.4: 銀河中心から 0-10" 領域のスペクトル (APEC モデル fitting)

Chandra 以前の ASCA の観測でえられた NGC720、NGC4373 のスペクトルを図 5.5 に示す。このスペクトルは銀河中心から 120 秒角領域の成分である。ASCA のスペクトル解析では Raymond-Smith モデルでアバundanceを 2solar に固定している。スペクトルを比較すると、点源からの放射である power law 成分の寄与が小さくなり輝線成分が見つ

られることがわかる。点源除去後のスペクトルと、その power law 成分の寄与は図 5.6 に示す通りになっていると思われる。これからも点源の除去が十分になされていることがわかる。

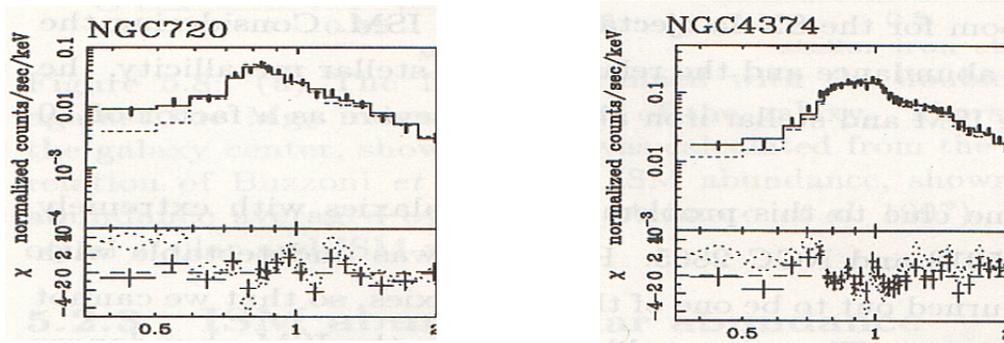


図 5.5: SIS による NGC720、NGC4374 のスペクトル fitting (Matsushita D thesis)

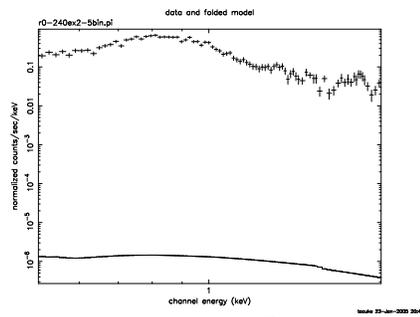


図 5.6: NGC1316 のスペクトルと除去されていない点源の寄与

### 5.1.3 温度分布

点源を除去した Chandra 衛星データのスペクトル解析では、点源の寄与を考慮した BREMSS モデルをはずし、ISM からの放射を考慮した APEC モデルのみによってアバダンス、温度分布を求めた。まず、温度分布は図 5.7 に示す。また、比較のため表 5.2 に中心 120 秒角における ROAST の結果 (Matsushita D thesis) を示す。

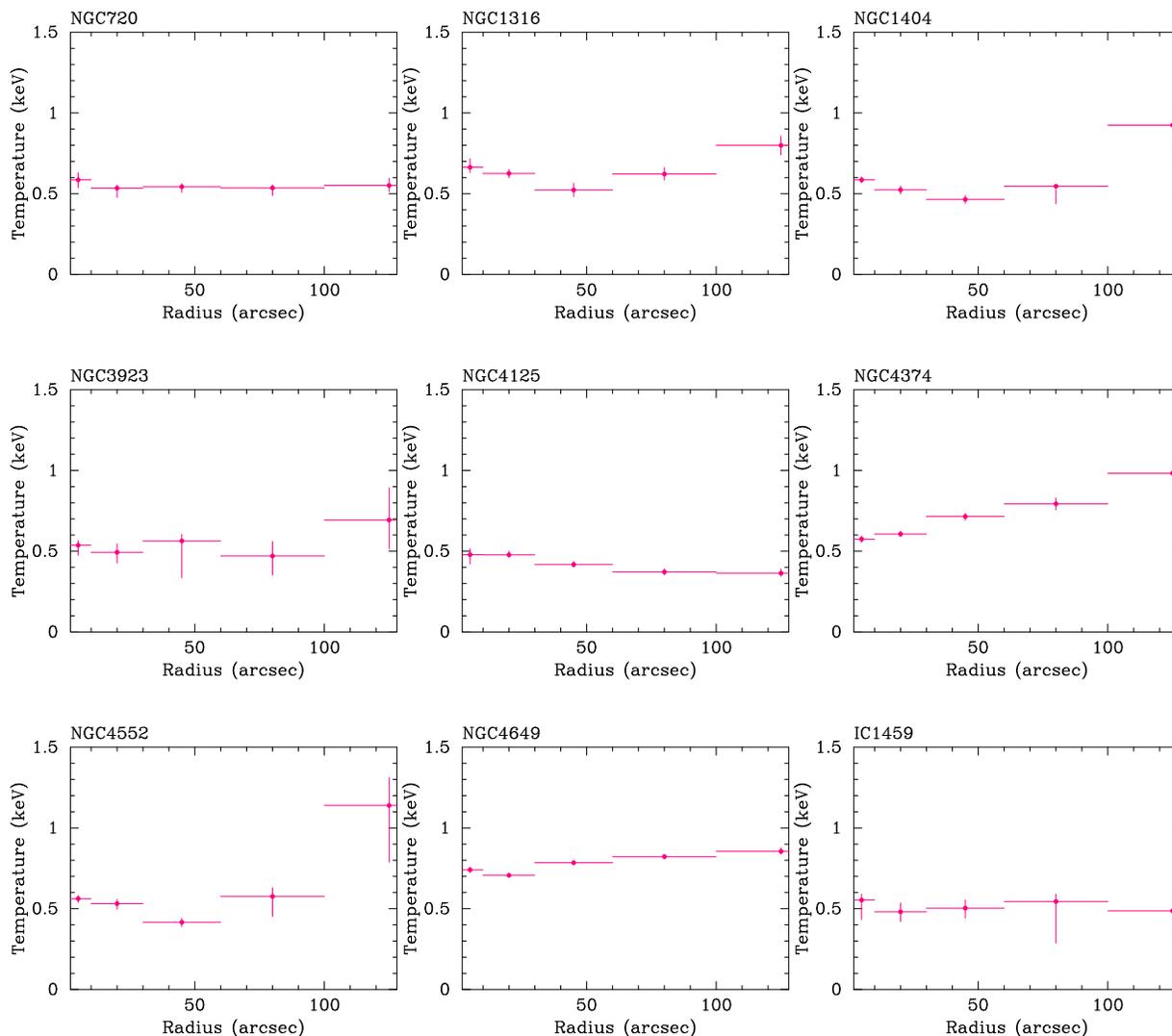


図 5.7: 点源除去データの温度の半径分布 (APEC モデル fitting)

まず温度について見ていくと、中心 120 秒角における ROAST の結果と中心領域に近いところではエラーの範囲でほぼ一致している。しかし外側で温度がずれが生じる天体がある。

X 線で暗い楕円銀河は孤立銀河が多いが、銀河団の外側に位置している銀河も存在する。9 つの銀河のうち、NGC4649、NGC4374、NGC4552 は Virgo 銀河団、NGC1316、NGC1404

表 5.2: ROSAT による結果 (中心から 120 秒以内)

galaxy	kT (keV)	Abundance (solar)	$\chi^2, \nu$
NGC720	$0.55^{+0.03}_{-0.04}$	$0.25^{+0.15}_{-0.10}$	32.5, 31
NGC1316	$0.62^{+0.03}_{-0.05}$	$0.22^{+0.09}_{-0.07}$	68.0, 67
NGC1404	$0.60^{+0.03}_{-0.03}$	$0.42^{+0.32}_{-0.12}$	57.0, 42
NGC3923	$0.61^{+0.06}_{-0.06}$	$0.22^{+0.35}_{-0.12}$	30.7, 28
NGC4125	$0.47^{+0.06}_{-0.06}$	$0.63^{+9.37}_{-0.29}$	33.7, 26
NGC4374	$0.60^{+0.05}_{-0.05}$	$0.26^{+0.31}_{-0.1}$	81.00, 60
NGC4552	$0.65^{+0.05}_{-0.06}$	$0.26^{+0.63}_{-0.04}$	40.3, 39
NGC4649	$0.75^{+0.01}_{-0.01}$	$0.54^{+0.17}_{-0.21}$	218.9, 115
IC1459	$0.63^{+0.06}_{-0.05}$	$0.12^{+0.24}_{-0.04}$	28.1, 32

MEKAL モデル+BREMSS モデル (10keV) fitting

は Fornax 銀河団に属している。これらの楕円銀河では外側の温度上昇が見られ ROSAT の値を上回っている。特に NGC4552 は外側の温度が 1keV を上回っている。ISM の温度は 0.5~1keV が一般的であり、1~10keV の ICM が外側で影響していることを強く示唆させる。一方、孤立銀河である IC1459、NGC4125、NGC720、NGC3923 では、ROSAT の値とエラーの範囲でほぼ一致し、温度はほぼ一定であると考えられる。一方、銀河団の影響を受ける楕円銀河は外側で温度の上昇が見られるものの、楕円銀河自体は基本的に温度が一定であると考えられる。以上のことをはっきり示すものが図 5.8 である。図 5.8 は、X 線で明るい楕円銀河 NGC1399 と X 線で暗い楕円銀河 NGC3923 の温度の半径分布を示し多ものである。この図では、できるだけ半径方向に空間分解して、温度分布を調べた。この図のように X 線で明るい楕円銀河では、外側で 1~10keV の ICM の影響で温度が上昇しているのに対し、X 線で暗い楕円銀河では、温度が全体でほぼ一定で ICM からの影響がなく、ISM のみを見ていると言えることが分かる。

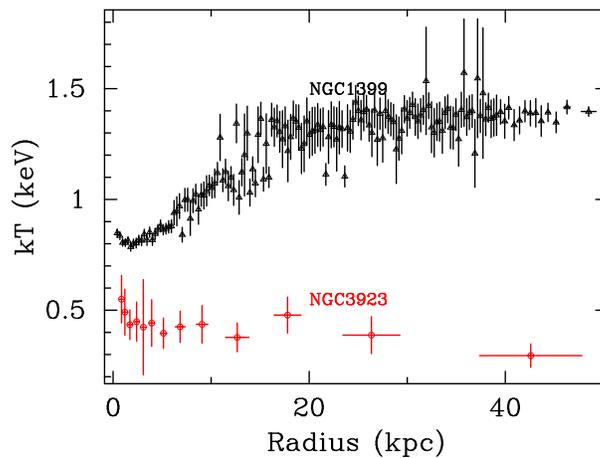


図 5.8: NGC1399 と NGC3923 の温度の半径分布

## 5.1.4 アバダンス分布

つぎにアバダンス分布を図 5.9 に示した。

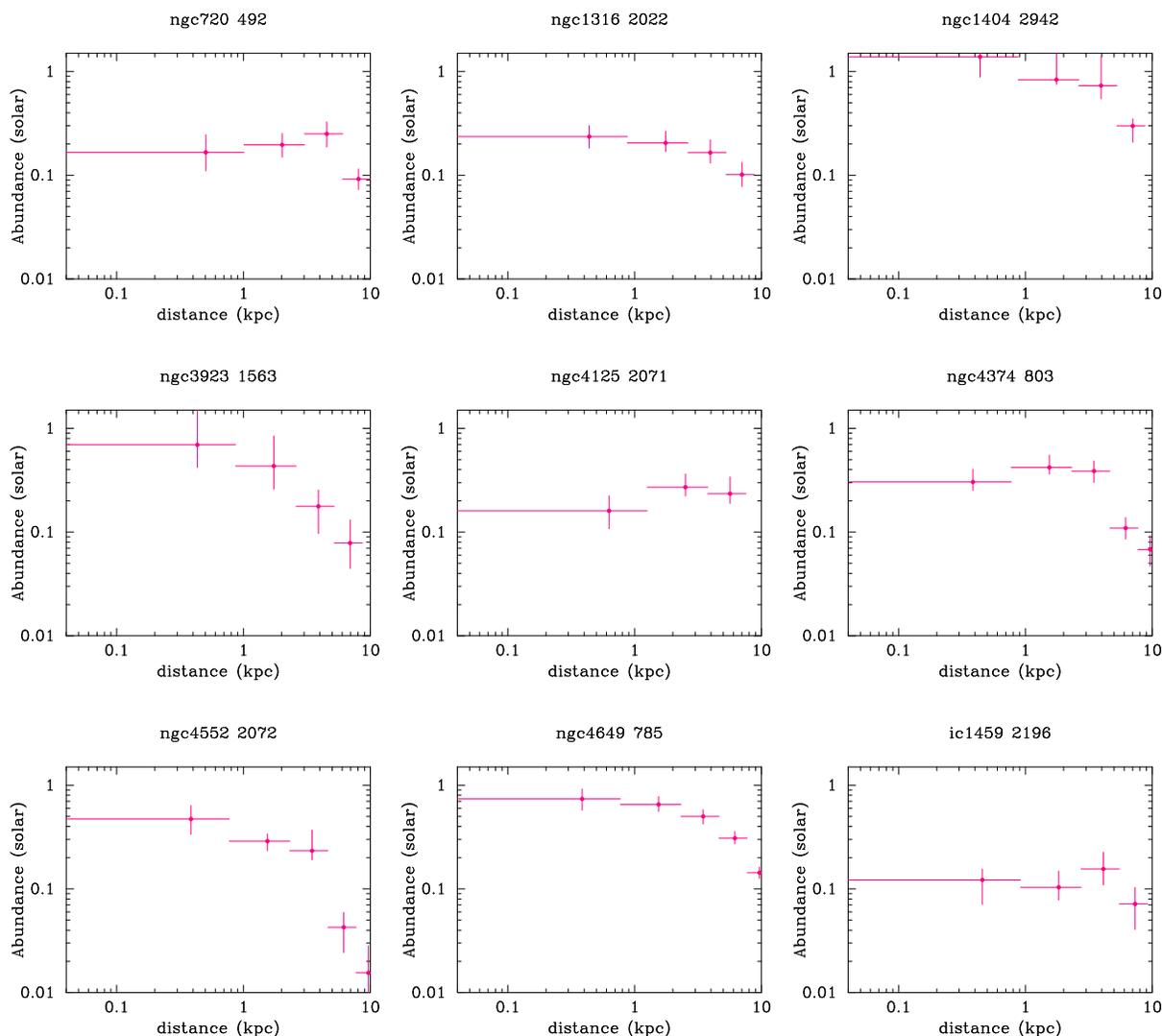


図 5.9: 点源除去データのアバダンスの半径分布 (APEC モデル fitting)

アバダンスも 120 秒角全体の平均値としては ROSAT の値とエラーの範囲でほぼ一致する。しかし、中心付近で ROSAT の値を大きく上回る銀河が見られる。また逆に、外側で値が下がる傾向がある。このことからこれまで分解できなかった中心 120 秒角の領域でアバダンスの勾配があったことが分かる。中心付近の値は星のアバダンス (0.7~1.0solar) とほぼ一致し、星で重元素生成が行なわれていることが示唆される。さらにアバダンスの値は外側に向かって減少する分布をしていることが分かる。これにより重元素が流れ出している可能性、周囲がアバダンスの低いガスに囲まれていて、銀河から出たアバダンスの高いガスが薄められてアバダンスが低くなった可能性などが示唆される。

このアバダンスの半径分布を X 線で明る楕円銀河と比較すると、中心付近のアバダンスの値は X 線で明るい楕円銀河とほぼ一致するが、外側でのアバダンスの下がり方が異なることがわかる。下に X 線で明るい楕円銀河である NGC4472 と NGC3923 の比較を図 5.10 に示す。

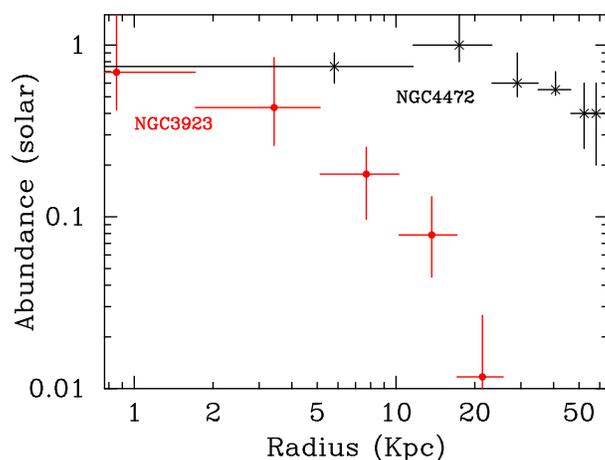


図 5.10: NGC4472 と NGC3923 のアバダンスの半径分布

X 線で明るい楕円銀河は銀河団の中心付近に位置し周囲から ICM の圧力を受けている。X 線で暗い楕円銀河においても、銀河団に属しているものがあるが、これらは銀河団の外側に位置していることから ICM からの圧力をわずかしか受けない。これにより、明るい楕円銀河では重元素の閉じ込めが起こり、アバダンスの下げ止まりが起こっていると考えられる。これに比べ X 線で暗い楕円銀河は重元素がより多く流れ出している傾向が見られる。

## 5.2 重元素組成比の解析

Chandra 衛星データのスペクトル解析により X 線で暗い楕円銀河は重元素の ICM への放出の可能性が見出された。そこで、統計が良く広い有効面積をもつ Newton 衛星による解析を行ない様々な重元素からの重元素アバンダンスを求める。Newton 衛星データでは銀河中心から 80 秒角の領域からのスペクトルを、VAPEC モデルと BREMSS モデルの足し合わせによって解析した。ただし、IC1459 は中心領域に AGN の影響が考えられることから、中心半径 15 秒角からの放射を無視した。

### 5.2.1 Newton 衛星 MOS、PN 検出器によるスペクトル解析

Newton 衛星 MOS、PN 検出器によるデータのスペクトルを図 5.11 に示す。

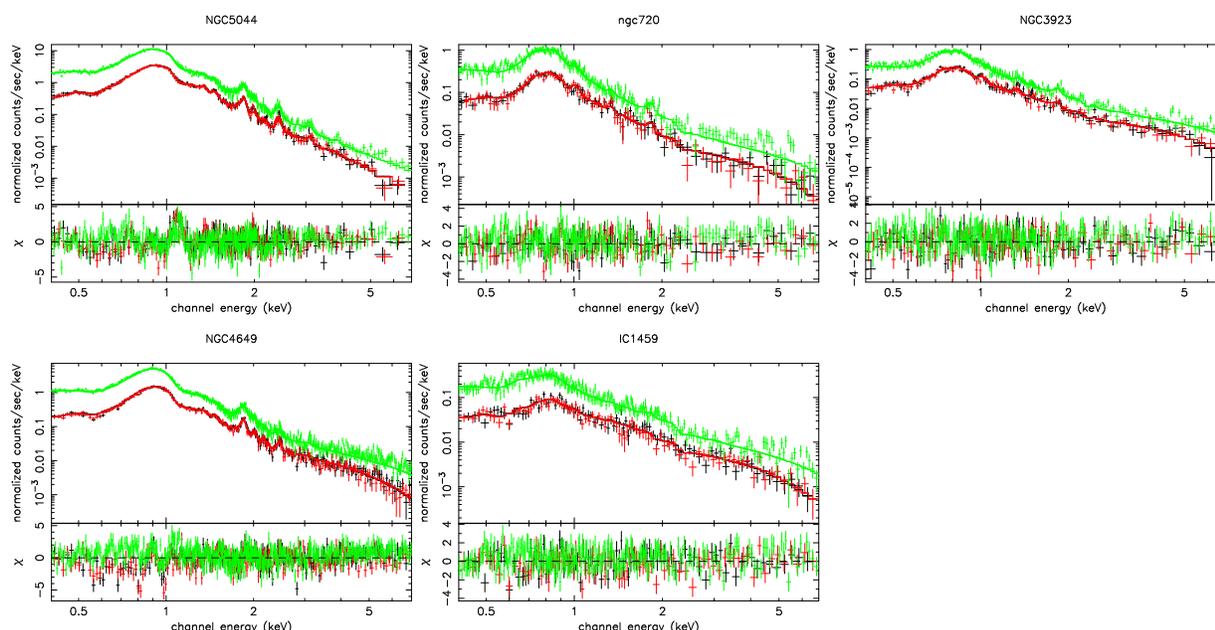


図 5.11: Newton 衛星 MOS、PN によるスペクトル (APEC+BREMSS fitting): MOS(赤)、PN(緑)

スペクトルを見ると X 線で明るい楕円銀河 NGC5044 は特に統計が良い。また、X 線で暗い楕円銀河似ついても、NGC4649、NGC3923 は統計が良いことが分かる。このスペクトル解析によって得られた重元素組成比を次の表 5.3、図 5.12 に示す。図は縦軸に重元素量 (solar)、横軸に atomic number が示されている。

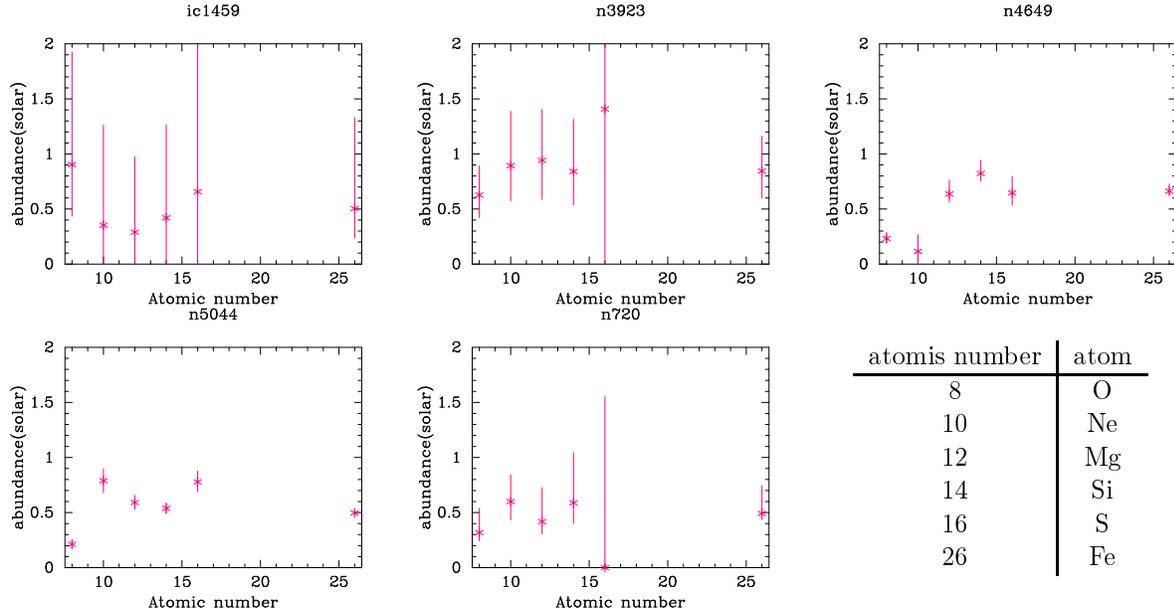


図 5.12: fitting によって得られた重元素組成比 (APEC+BREMSS fitting)

IC1459		NGC3923		NGC4649	
kt(keV)	$0.59^{+0.03}_{-0.03}$	kt(keV)	$0.57^{+0.01}_{-0.01}$	kt(keV)	$0.80^{+0.00}_{-0.00}$
NH	$0.00^{+0.00}_{-0.00}$	NH	$0.00^{+0.01}_{-0.00}$	NH	$0.05^{+0.00}_{-0.01}$
O	$0.90^{+1.02}_{-0.47}$	O	$0.63^{+0.26}_{-0.20}$	O	$0.23^{+0.06}_{-0.04}$
Ne	$0.35^{+0.91}_{-0.35}$	Ne	$0.89^{+0.49}_{-0.32}$	Ne	$0.12^{+0.15}_{-0.13}$
Mg	$0.29^{+0.68}_{-0.29}$	Mg	$0.94^{+0.46}_{-0.36}$	Mg	$0.64^{+0.13}_{-0.07}$
Si	$0.42^{+0.84}_{-0.42}$	Si	$0.84^{+0.47}_{-0.30}$	Si	$0.82^{+0.12}_{-0.07}$
S	$0.66^{+4.86}_{-0.66}$	S	$1.40^{+1.66}_{-1.40}$	S	$0.64^{+0.15}_{-0.11}$
Fe	$0.50^{+0.83}_{-0.27}$	Fe	$0.84^{+0.32}_{-0.25}$	Fe	$0.66^{+0.06}_{-0.03}$
VAPEC norm	$0.00^{+0.00}_{-0.00}$	VAPEC norm	$0.00^{+0.00}_{-0.00}$	VAPEC norm	$0.00^{+0.00}_{-0.00}$
BREMSS norm	$0.00^{+0.00}_{-0.00}$	BREMSS norm	$0.00^{+0.00}_{-0.00}$	BREMSS norm	$0.00^{+0.00}_{-0.00}$
$\chi^2, \nu$	1.18, 438	$\chi^2, \nu$	1.29, 460	$\chi^2, \nu$	1.72, 965
NGC5044		NGC720			
kt(keV)	$0.77^{+0.00}_{-0.00}$	kt(keV)	$0.56^{+0.01}_{-0.01}$		
NH	$0.10^{+0.01}_{-0.00}$	NH	$0.00^{+0.01}_{-0.00}$		
O	$0.21^{+0.04}_{-0.04}$	O	$0.32^{+0.22}_{-0.08}$		
Ne	$0.79^{+0.11}_{-0.11}$	Ne	$0.60^{+0.24}_{-0.17}$		
Mg	$0.59^{+0.06}_{-0.06}$	Mg	$0.42^{+0.31}_{-0.11}$		
Si	$0.54^{+0.05}_{-0.05}$	Si	$0.59^{+0.45}_{-0.19}$		
S	$0.78^{+0.10}_{-0.09}$	S	$0.00^{+1.55}_{-0.00}$		
Fe	$0.50^{+0.03}_{-0.02}$	Fe	$0.49^{+0.25}_{-0.06}$		
VAPEC norm	$0.01^{+0.00}_{-0.00}$	VAPEC norm	$0.00^{+0.00}_{-0.00}$		
BREMSS norm	$0.00^{+0.00}_{-0.00}$	BREMSS norm	$0.00^{+0.00}_{-0.00}$		
$\chi^2, \nu$	1.54, 741	$\chi^2, \nu$	1.22, 409		

表 5.3: fitting によって得られたパラメータ (APEC+BREMSS fitting)

## 5.2.2 Newton 衛星 RGS 検出器による分光解析

さらに Newton の RGS を用いることで、詳細な重元素組成比について議論する。NGC5044 の RGS による分光スペクトルイメージを図 5.13 に示す。

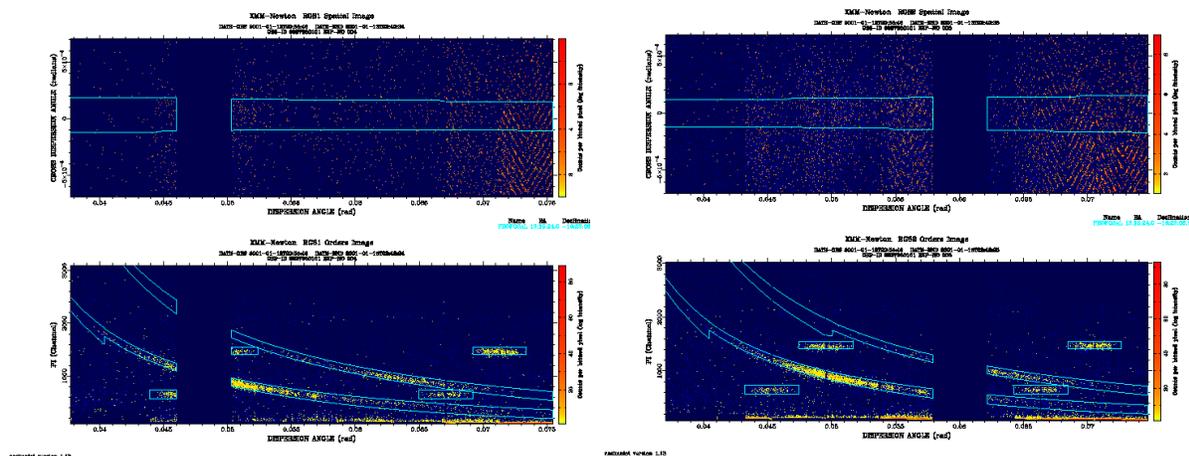


図 5.13: RGS スペクトルイメージ 上段：横軸 分散角 (rad) 縦軸 分散角 (rad)、下段：分散角 (rad) エネルギー (eV)

これから得られたスペクトルをもとに、VAPEC モデルによってスペクトル解析を行なった。スペクトルは十分な統計が得られていない。このため、自由パラメータを減らす目的で BREMSS モデルを含めていない。よって、得られた重元素組成比は APEC モデルによる連続成分が最大に高い値となっている。このため得られた重元素組成比は lower limit であることが言える。さらに  $N_H$ 、温度に関しては、Chandra で行なった fitting 結果で得られた値で固定した。fitting 結果を次の図 5.14 に示す。

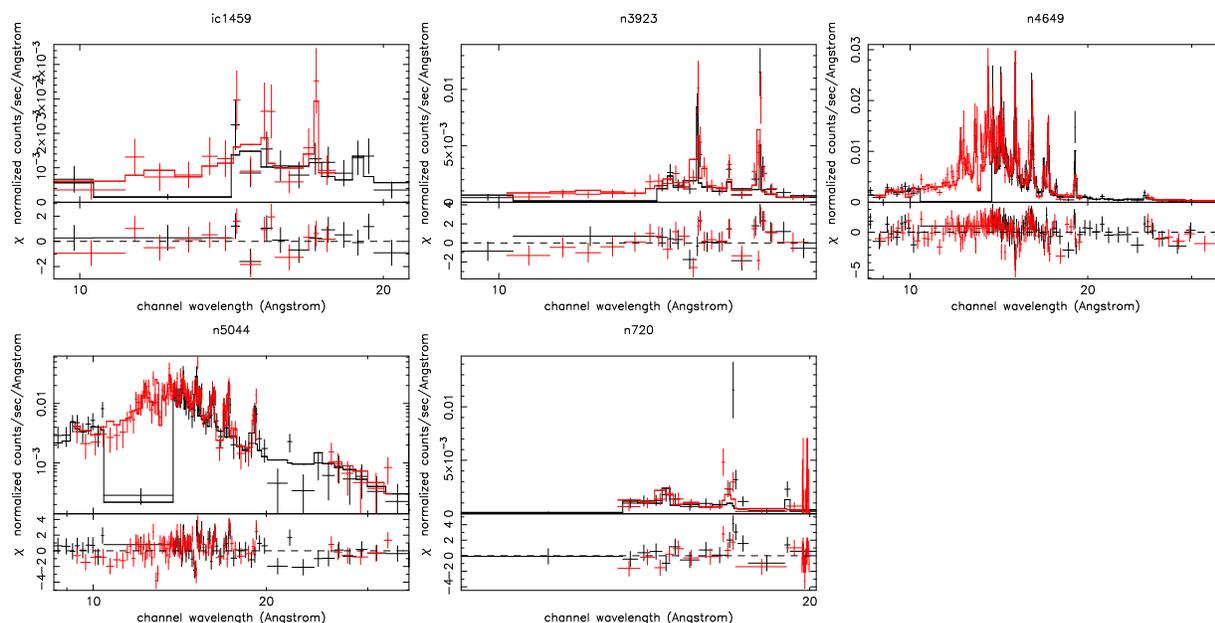


図 5.14: RGS によるスペクトル (APEC モデル fitting  $N_H$ ,  $kt$  固定)

fitting によって得られた重元素組成比を次の図 5.15、表 5.4 に示す。図は縦軸に重元素量 (solar)、横軸に atomic number が示されている。

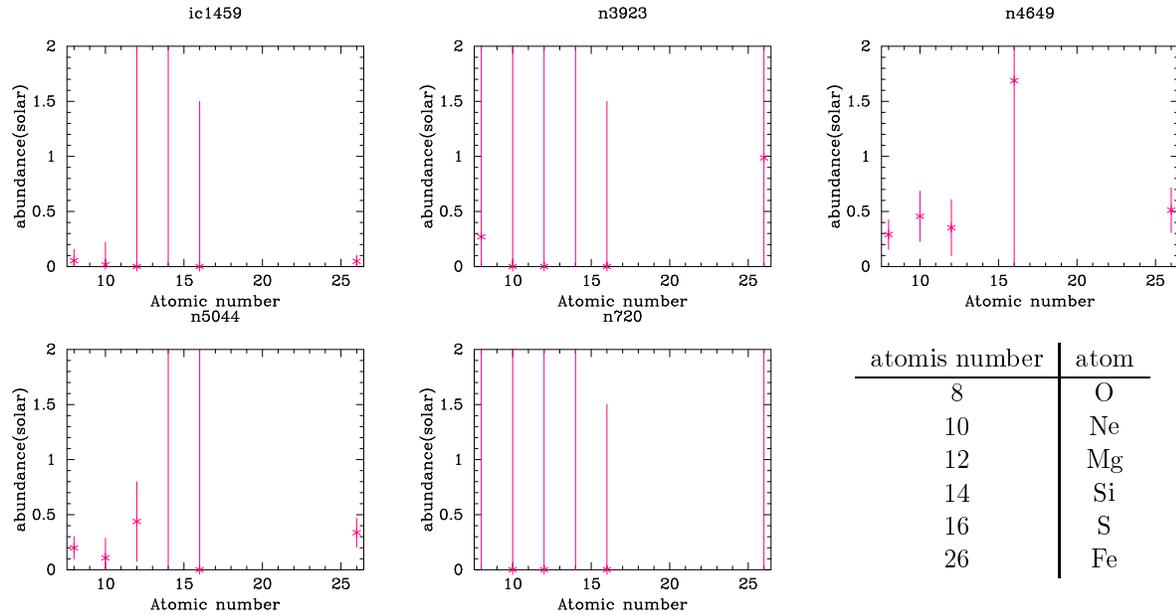


図 5.15: fitting によって得られた重元素組成比 (APEC モデル fitting  $N_{\text{H}}$ ,  $kt$  固定)

IC1459		NGC3923		NGC4649	
O	$0.05^{+0.44}_{-0.05}$	O	$0.27^{+2.85}_{-0.27}$	O	$0.29^{+0.40}_{-0.09}$
Ne	$0.02^{+0.35}_{-0.02}$	Ne	$0.00^{+3.73}_{-0.00}$	Ne	$0.46^{+0.54}_{-0.18}$
Mg	$0.00^{+12.95}_{-0.00}$	Mg	$0.00^{+21.37}_{-0.00}$	Mg	$0.35^{+0.48}_{-0.28}$
Si	$16.61^{+314.29}_{-16.61}$	Si	$287.9^{+250.7}_{-287.9}$	Si	$14.63^{+37.50}_{-8.15}$
S	$0.00^{+3.21}_{-0.00}$	S	$0.00^{+2.46}_{-0.00}$	S	$1.69^{+6.70}_{-1.69}$
Fe	$0.05^{+0.24}_{-0.03}$	Fe	$0.99^{+0.80}_{-0.94}$	Fe	$0.5^{+0.68}_{-0.13}$
VAPEC norm	$0.00^{+0.00}_{-0.00}$	VAPEC norm	$0.00^{+0.00}_{-0.00}$	VAPEC norm	$0.00^{+0.00}_{-0.00}$
$\chi^2, \nu$	1.22, 20	$\chi^2, \nu$	2.37, 35	$\chi^2, \nu$	1.81, 219
kt=0.52 $N_{\text{H}} = 3.11 \cdot 10^{-2}$		kt=0.51 $N_{\text{H}} = 4.65 \cdot 10^{-2}$		kt=0.71 $N_{\text{H}}=0.11$	
NGC5044		NGC720			
O	$0.20^{+0.13}_{-0.09}$	O	$3.55^{+126.58}_{-3.21}$		
Ne	$0.11^{+0.21}_{-0.11}$	Ne	$0.00^{+148.45}_{-0.00}$		
Mg	$0.44^{+0.43}_{-0.36}$	Mg	$0.00^{+1000}_{-0.00}$		
Si	$4.02^{+8.72}_{-4.02}$	Si	$849.7^{+150.3}_{-849.7}$		
S	$0.00^{+0.69}_{-0.00}$	S	$0.00^{+994.47}_{-0.00}$		
Fe	$0.34^{+0.13}_{-0.08}$	Fe	$2.32^{+17.77}_{-2.28}$		
VAPEC norm	$0.00^{+0.00}_{-0.00}$	VAPEC norm	$0.00^{+0.00}_{-0.00}$		
$\chi^2, \nu$	1.87, 160	$\chi^2, \nu$	2.037, 44		
kt=0.78 $N_{\text{H}}=0.10$		kt=0.58 $N_{\text{H}} = 7.62 \cdot 10^{-2}$			

表 5.4: fitting によって得られたパラメータ (APEC モデル fitting  $N_{\text{H}}$ ,  $kt$  固定)

RGSによる分光解析では暗い楕円銀河 IC1459、NGC3923、NGC720については統計が悪く有効な解析結果が得られない。今後、NGC4649、NGC5044について述べていく。

ここでは、点源をであることを仮定した response を用いている。広がった分布をしている楕円銀河では、グレーティングの場合は輝線成分が点源からものに比べ幅をもつことを考慮しなければ、重元素量を正確に測定できない。これを考慮するため、点源を想定したシミュレーションと今回得られたスペクトルを比較することで、アバUNDANCEの値の再評価を行なった。具体的にはXSPECソフトのfakeitツールを用いた。fakeitツールによって、天体から100万秒の観測を行なった場合のシミュレーションを行なった。仮定したスペクトルはkTが0.77keVでアバUNDANCEを1solarとした。そして実際のスペクトルとシミュレーションスペクトルについて、求める重元素のアバUNDANCEを0solarとしたAPECモデルで連続成分を、輝線成分をガウシアンモデルでfitして、ガウシアンのnomalizationを比較した。このnomalizationは輝線の幅に関係なく輝線に含まれるphoton数を表すので、この比とシミュレーションの入力アバUNDANCEを掛け合わせると実データのアバUNDANCEが得られる。この補正をNGC4649について行なった。それぞれの測定値を表5.5に示す。表からNGC4649の場合は、それほど広がりの影響を受けずにアバUNDANCEを求められていると言える。

表 5.5: NGC4649 に対する輝線解析 (solar)

element	RGS data (solar)		RGS data		similation		Abundance (solar)	
	(広がりを考慮しない)		Gaussian nomalization		Gaussian nomalization		(広がりを考慮)	
O	0.290	±0.0903	$2.41 \times 10^{-5}$	$\pm 6.60 \times 10^{-6}$	$2.45 \times 10^{-5}$	$\pm 1.26 \times 10^{-6}$	0.285	±0.182
Ne	0.457	±0.152	$9.97 \times 10^{-6}$	$\pm 8.51 \times 10^{-6}$	$1.03 \times 10^{-5}$	$\pm 1.72 \times 10^{-6}$	0.441	±0.597
Mg	0.353	±0.170	$6.62 \times 10^{-6}$	$\pm 5.64 \times 10^{-6}$	$7.43 \times 10^{-6}$	$\pm 1.05 \times 10^{-6}$	0.314	±0.463
Fe	0.513	±0.136	$6.19 \times 10^{-5}$	$\pm 7.39 \times 10^{-6}$	$5.73 \times 10^{-5}$	$\pm 1.51 \times 10^{-6}$	0.554	±0.228

### 5.2.3 Newton 衛星による解析のまとめ

X線で暗い楕円銀河から ICM への重元素放出の可能性を検証するため、統計が良く、広い有効面積をもつ Newton 衛星による解析を行ない、様々な重元素からの重元素アバダンスを求めた。解析に用いた天体は X 線で暗い楕円銀河 IC1459、NGC3923、NGC4649、NGC720 と比較のため X 線で明るい楕円銀河 NGC5044 である。これらの天体を Newton 衛星の MOS、PN、RGS 検出器で検出し、スペクトル解析を行なった。銀河中心から 80 秒角の領域のスペクトルを、MOS、PN 検出器によるスペクトル解析では VAPEC モデルと BREMSS モデルの足し合わせによって解析した。また、同領域の RGS 検出器による分光スペクトルの観測では、十分な統計が得られなかったため自由パラメーターを減らし VAPEC モデルのみでスペクトル解析を行なった。

この結果、MOS、PN 検出器によるスペクトル解析では 5 天体で優位な重元素組成比が得られた。特に NGC4649 のスペクトル解析で得られた値は X 線で明るい楕円銀河 NGC5044 と同程度の精度の良い重元素アバダンスの値が得られた。RGS 検出器での分光スペクトルの解析では、暗い楕円銀河 IC1459、NGC3923、NGC720 については統計が悪く優位な解析結果が得られなかった。優位な結果を得た NGC4649 については、これまでの分光解析では考慮されていなかった楕円銀河の空間的な広がり を考慮し、重元素組成比を補正した。得られた重元素組成比をもとに 6 章で考察をする。

## 5.2.4 Suzaku XIS 検出器によるスペクトル解析

Newton 衛星データに、さらに低エネルギー側のエネルギー分解能の良い Suzaku データによるスペクトル解析による重元素組成比の解析を加える。サンプルはこれまでに観測されている 2 つの X 線で暗い楕円銀河 NGC1404、NGC720 である。

### X 線で暗い楕円銀河 1: NGC1404

図 5.16 に NGC1404 の約 100 秒角領域のスペクトルを示す。スペクトル解析では VAPEC モデルと BREMSS モデルを用いた。得られたスペクトルを見ると、これまでの Chandra 衛星、Newton 衛星データより 1keV 以下の低エネルギー側でのエネルギー分解能が良いため、この領域での輝線が 2 衛星データより顕著に識別できる。特に 0.7keV 付近の輝線からの放射がはっきりと認識できる。

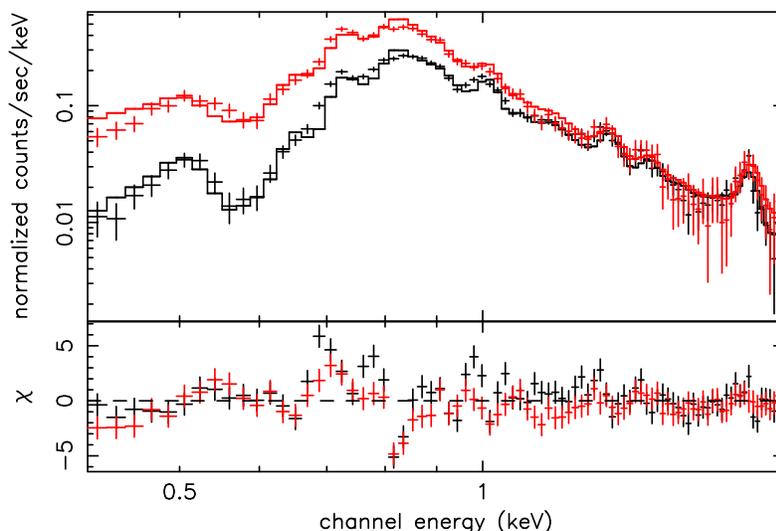
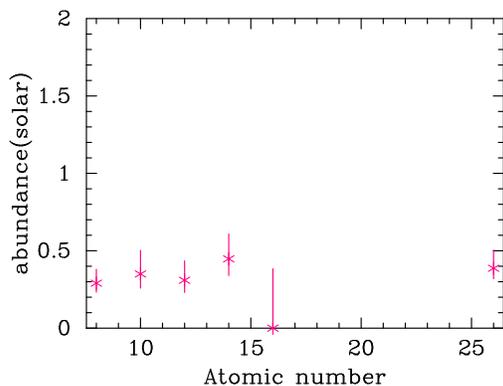


図 5.16: NGC1404 の中心から約 100 秒角のスペクトル (VAPEC+BREMSS fitting)

このスペクトル解析によって得られた重元素組成比を表 5.6 に示す。図は縦軸に重元素量 (solar)、横軸に atomic number が示されている。



kt(keV)	$0.59^{+0.01}_{-0.01}$
NH	$0.04^{+0.01}_{-0.02}$
O	$0.29^{+0.09}_{-0.06}$
Ne	$0.35^{+0.15}_{-0.09}$
Mg	$0.31^{+0.13}_{-0.08}$
Si	$0.45^{+0.16}_{-0.11}$
S	$0.00^{+0.38}_{-0.00}$
Fe	$0.39^{+0.12}_{-0.07}$
VAPEC norm	$0.00^{+0.00}_{-0.00}$
BREMSS norm	$0.00^{+0.00}_{-0.00}$
$\chi^2, \nu$	2.35, 164

表 5.6: fitting によって得られた重元素組成比とパラメータ (VAPEC+BREMSS fitting)

さらに NGC1404 について、正確に重元素の楕円銀河からの放出について考察するため、Fe、O、Si について銀河中心からの半径分布を見た。銀河の最も明るい部分を中心として 0-40"、40-80"、80-120"、120-200"、200-300" の5つの同心円のリング状に区切った領域でのスペクトルを解析した。モデルは APEC モデルと BREMSS モデルである。図 5.17 に各領域のスペクトルを示す。

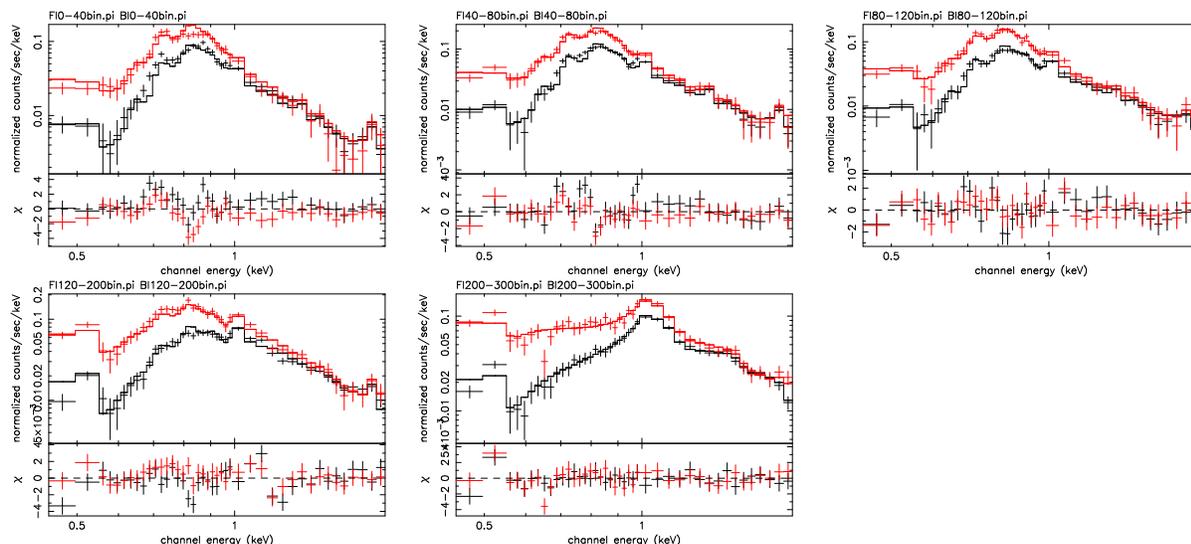


図 5.17: NGC1404 のスペクトル (VAPEC+BREMSS fitting): 左上から 0-40"、40-80"、80-120" 左下から 120-200"、200-300"

fitting によって得られた Fe、O、Si の半径分布を図 5.18、温度分布を 5.19 に示す。

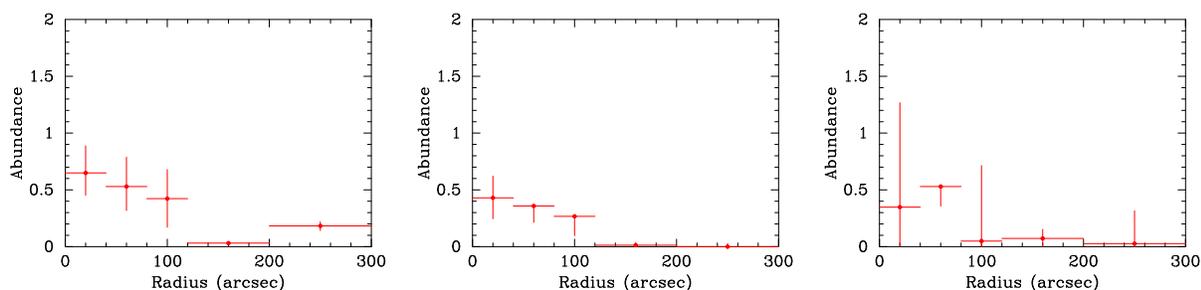


図 5.18: NGC1404 のアバンダンスの半径分布 (VAPEC+BREMSS fitting): Fe(左)、O(中)、Si(右)

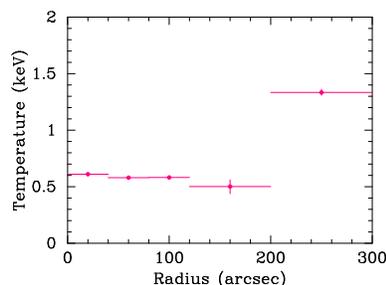


図 5.19: NGC1404 の温度の半径分布 (VAPEC+BREMSS fitting)

この半径分布から、Si の誤差が Fe、O より大きいものの、3 元素が銀河中心にほぼ同程度存在することが示唆される。

## X 線で暗い楕円銀河 2: NGC720

NGC720 も NGC1404 と同様に約 100 秒角領域のスペクトル解析を行なった。図 5.20 に約 100 秒角領域のスペクトルを示す。スペクトル解析では VAPEC モデルと BREMSS モデルを用いた。

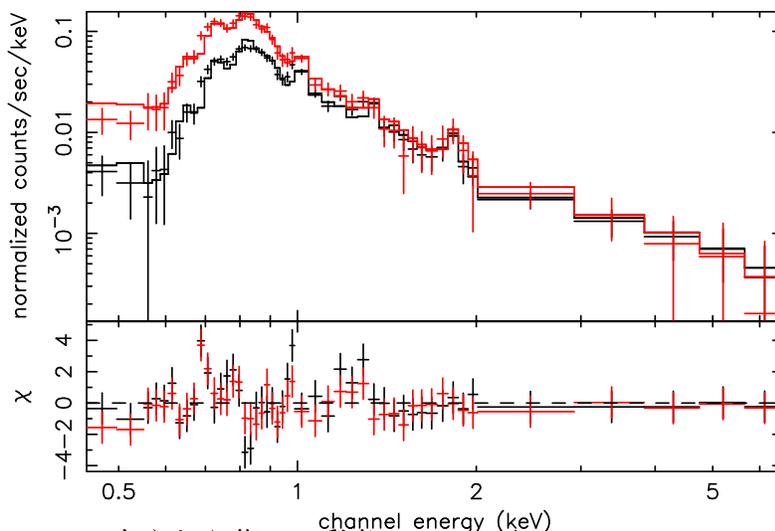


図 5.20: NGC720 の中心から約 100 秒角のスペクトル (VAPEC+BREMSS fitting)

NGC720 について、同様に約 100 秒角で VAPEC モデルと BREMSS モデルでスペクトル解析を行なった Newton 衛星のスペクトル、Chandra 衛星の点源を除去する前のスペクトルをず 5.21 に示す。これからも、Suzaku では特に 0.65keV 付近で O からの輝線放射が Suzaku では認識できる。

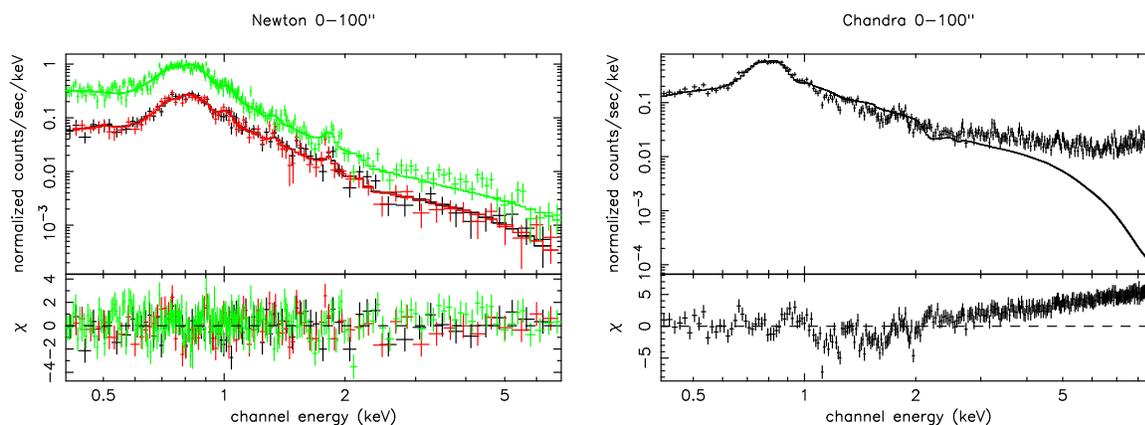
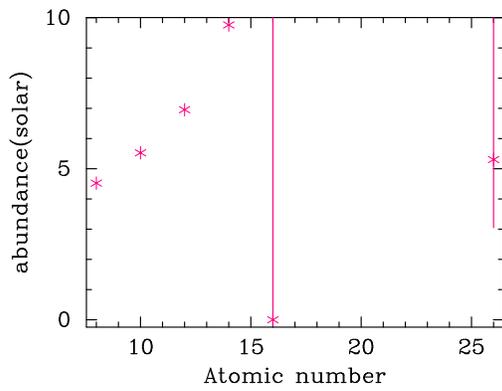


図 5.21: NGC720 の約 100 秒角領域での Newton 衛星データ (左) と Chandra の生データ (右)



kt(keV)	$0.56^{+0.01}_{-0.01}$
NH	$0.00^{+0.02}_{-0.00}$
O	$4.52^{+834.13}_{+35.75}$
Ne	$5.53^{+994.47}_{+9.17}$
Mg	$6.95^{+993.05}_{+19.51}$
Si	$9.76^{+990.24}_{+17.07}$
S	$0.00^{+45.64}_{+0.00}$
Fe	$5.30^{+946.43}_{-2.25}$
VAPEC norm	$0.00^{+0.00}_{-0.00}$
BREMSS norm	$0.00^{+0.00}_{-0.00}$
$\chi^2, \nu$	1.62, 86

表 5.7: fitting によって得られた重元素組成比とパラメータ (VAPEC+BREMSS fitting)

このスペクトル解析によって得られた重元素組成比を表 5.7 に示す。図は縦軸に重元素量 (solar)、横軸に atomic number が示されている。

結果からも、NGC720 については精度の良い結果が得られないことが分かる。さらに、計算によって得られた NH の値 ( $NH=6.63 \times 10^{-2}$ ) で固定して再びスペクトル解析を行なった。このスペクトルを図 5.22 に示す。

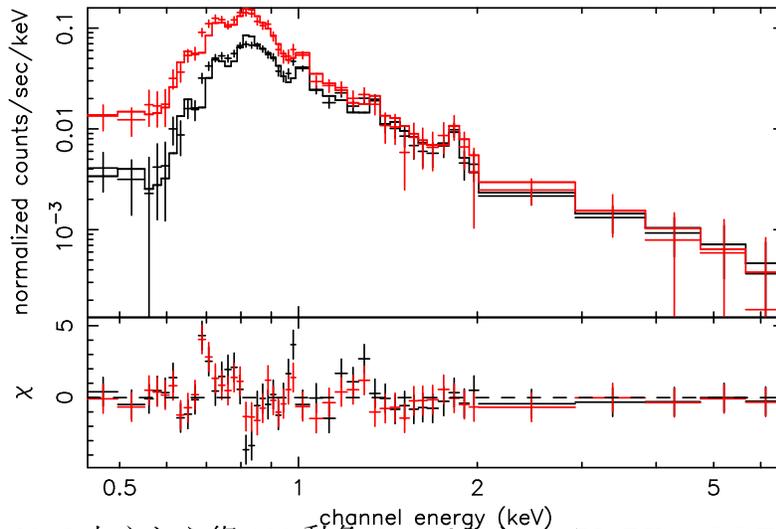
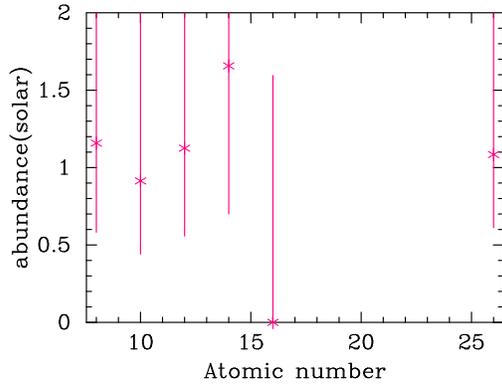


図 5.22: NGC720 の中心から約 100 秒角のスペクトル (VAPEC+BREMSS fitting NH 固定)

この fitting の結果得られた重元素組成比を表 5.8 に示す。



kt(keV)	$0.56^{+0.01}_{-0.01}$
O	$1.16^{+1.66}_{-0.58}$
Ne	$0.91^{+1.28}_{-0.47}$
Mg	$1.13^{+1.51}_{-0.57}$
Si	$1.66^{+2.23}_{-0.96}$
S	$0.00^{+1.60}_{-0.00}$
Fe	$1.08^{+1.39}_{-0.47}$
VAPEC norm	$0.00^{+0.00}_{-0.00}$
BREMSS norm	$0.00^{+0.00}_{-0.00}$
$\chi^2, \nu$	1.75, 87

表 5.8: fitting によって得られた重元素組成比とパラメータ (VAPEC+BREMSS fitting NH 固定)

さらに Newton による NGC720 のスペクトル解析で得られた NH、kt(NH =  $5.28 \times 10^{-3}$ 、kt=0.58keV) でそれぞれ固定し解析を行なった。しかし、表 5.9 にスペクトル解析によって得られた重元素組成比を示す通り、精度の良い結果が得られなかった。NGC720 については、低エネルギー側の統計が悪く Suzaku データのみでは精度の良いスペクトル解析が難しいことが分かる。

NH	$0.00^{+0.01}_{-0.00}$	kt(keV)	$0.56^{+0.01}_{-0.01}$
O	$5.27^{+913.67}_{+41.86}$	O	$5.37^{+937.10}_{+57.78}$
Ne	$4.92^{+855.52}_{-0.54}$	Ne	$6.27^{+993.74}_{+15.23}$
Mg	$7.54^{+992.46}_{+14.35}$	Mg	$7.82^{+992.18}_{+83.99}$
Si	$10.27^{+989.73}_{+31.74}$	Si	$10.94^{+989.06}_{+138.03}$
S	$0.00^{+43.56}_{-0.00}$	S	$0.00^{+158.27}_{-0.00}$
Fe	$5.85^{+972.17}_{-2.89}$	Fe	$6.12^{+965.42}_{+77.03}$
VAPEC norm	$0.00^{+0.00}_{-0.00}$	VAPEC norm	$0.00^{+0.00}_{-0.00}$
BREMSS norm	$0.00^{+0.00}_{-0.00}$	BREMSS norm	$0.00^{+0.00}_{-0.00}$
$\chi^2/\nu$	1.67/87	$\chi^2, \nu$	1.60, 87
kt=0.58keV		NH = $5.28 \times 10^{-3}$	

表 5.9: fitting によって得られたパラメータ (VAPEC+BREMSS fitting kt 固定(左)、NH 固定(右))

また、Fe、O、Si について銀河中心からの半径分布を見た。銀河の最も明るい部分を中心として 0-40"、40-80"、80-120"、120-200"、200-300" の 5 つの同心円のリング状に区切った領域でのスペクトルを解析した。モデルは APEC モデルと BREMSS モデルである。図 5.23 に各領域のスペクトルを示す。

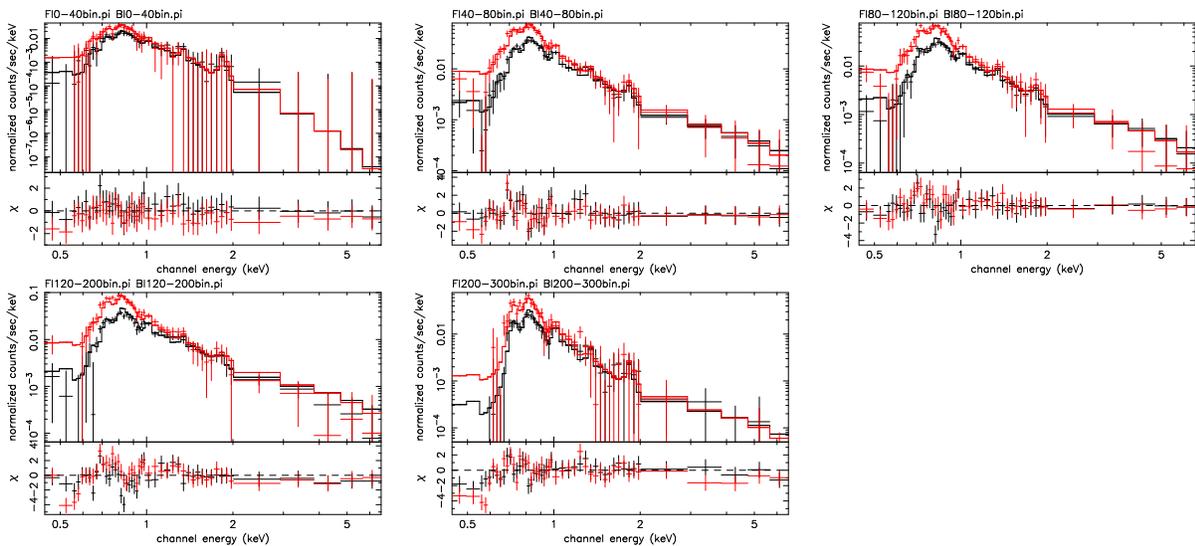


図 5.23: NGC720 のスペクトル (VAPEC+BREMSS fitting): 左上から 0-40 ” ,40-80 ” 80-120 ” 左下から 120-200 ” ,200-300 ”

このスペクトル解析によって得られた Fe、O、Si の半径分布を図 5.24、温度分布を 5.25 に示す。

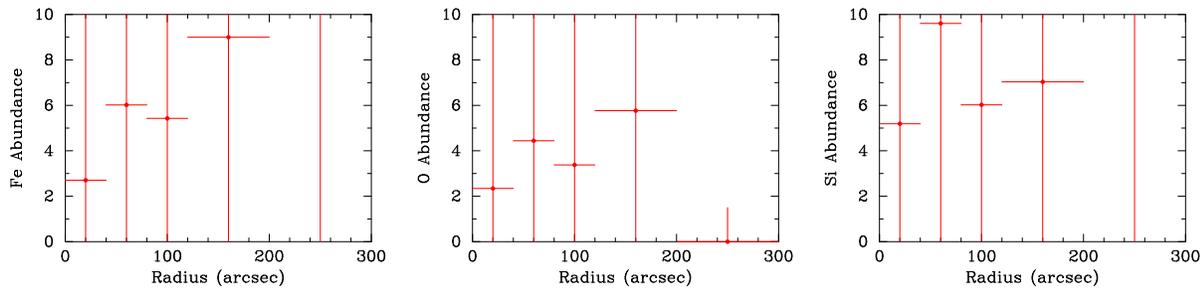


図 5.24: NGC720 のアバンドンスの半径分布 (VAPEC+BREMSS fitting): Fe(左)、O(中)、Si(右)

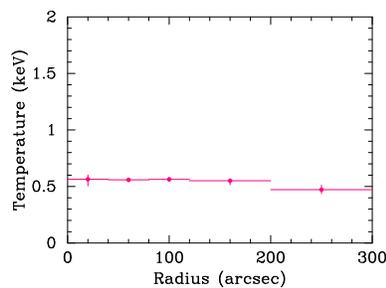


図 5.25: NGC720 の温度の半径分布 (VAPEC+BREMSS fitting)

NGC720 については、約 100 秒角の領域でのスペクトル解析同様、詳細な半径分布は Suzaku データのみからは得られないことが分かる。

## NGC720 の Suzaku、Newton 衛星、Chandra 衛星データによる同時 fitting

NGC720 については精度の良い重元素アバンダンスが得られなかった。しかし、図 5.20、5.21 に示したように Suzaku は 0.5~2keV の低エネルギー側でエネルギー分解能がよく、特に 0.65keV 付近の酸素の輝線からの放射が良く分かる。この輝線放射からのデータによって重元素アバンダンスが精度良く求まる方法を考える。Suzaku データの重元素アバンダンスが精度よく決まらない理由として、モデルスペクトルに用いた VAPEC モデル、BREMS 模型に含まれる 2 つの自由パラメーターの normalization が挙げられる。この成分はスペクトルの連続成分の寄与を決める。このため、連続成分との相対的な比によって得られる重元素アバンダンスの値も normalization によって大きく左右される。これを解決するために、低エネルギー側で検出効率の良い Chandra 衛星、Newton 衛星によるデータと同時にスペクトル解析を行なうことで、Chandra 衛星、Newton 衛星データを用いて normalization を精度良く求め、低エネルギー側でエネルギー分解能の良い Suzaku のデータを用いて重元素アバンダンスを精度良く求めることを試みた。

図 5.26 に NGC720 の約 100 秒角領域のスペクトルを示す。スペクトル解析では VAPEC 模型と BREMS 模型を用いた。

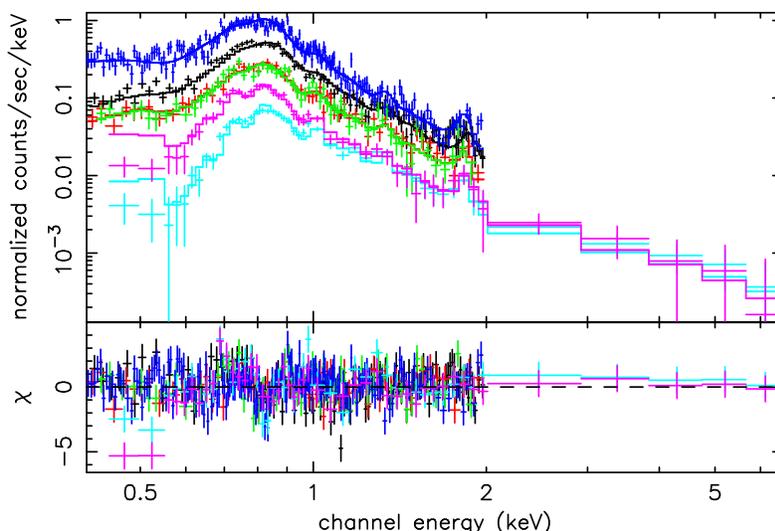
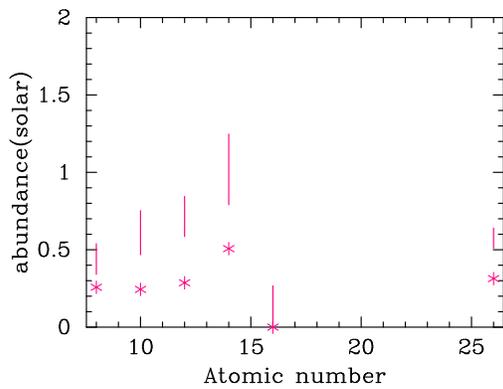


図 5.26: NGC720 の中心から約 100 秒角のスペクトル (VAPEC+BREMS fitting): Chandra(黒) Newton PIN(青) Newton MOS(赤、緑) Suzaku FI(紫) Suzaku BI(水色)

この fitting の結果得られた重元素組成比を表 5.10 に示す。得られた重元素組成比は精度良く求まらないことが分かる。



kt(keV)	0.55 <sup>+0.02</sup> <sub>-0.00</sub>
NH	0.06 <sup>-0.06</sup> <sub>-0.06</sub>
O	0.26 <sup>+0.28</sup> <sub>+0.08</sub>
Ne	0.24 <sup>+0.51</sup> <sub>+0.22</sub>
Mg	0.29 <sup>+0.56</sup> <sub>+0.30</sub>
Si	0.51 <sup>+0.74</sup> <sub>+0.28</sub>
S	0.00 <sup>+0.27</sup> <sub>-0.00</sub>
Fe	0.31 <sup>+0.33</sup> <sub>+0.19</sub>
VAPEC norm	0.00 <sup>+0.00</sup> <sub>-0.00</sub>
BREMSS norm	0.00 <sup>+0.00</sup> <sub>-0.00</sub>
$\chi^2, \nu$	1.53, 504

表 5.10: fitting によって得られた重元素組成比 (VAPEC+BREMSS fitting)

XIS などの CCD 検出器は、軌道上で微粒子が表面に付着し、低エネルギー側の検出効率が徐々に下がっていることが報告されている。この劣化は、他のエネルギー帯より  $\sim 0.5\text{keV}$  で影響が強い。このため、データの background データは十分注意して選ぶことが必要である。これまでの XIS 解析では background データにそれぞれ、9月13日に観測された NGC1404、NGC1399 に対して9月2日の黄道北極方向 (North Ecliptic Pole:NEP) の観測データ、12月6日に観測された NGC4636 に対して11月14日の Lockman Hole のデータを用いた。NGC720 は12月30日に観測されており、最新の background データである Lockman Hole のデータであってもすでに適用できない可能性が考えられる。そこで1月7日に観測された ARP220 のデータを background データとして用いて再解析を行なった。ARP220 は赤外線で見える天体で、Suzaku によって X 線観測が可能かを検証するため観測された。結果、明るい X 線放射が確認されなかった。観測 image から一様に暗い空であり、図 5.27 で NGC720 と ARP220 のスペクトルを示すように、ARP220 は十分に低くて、background データとして問題なく用いることができる。

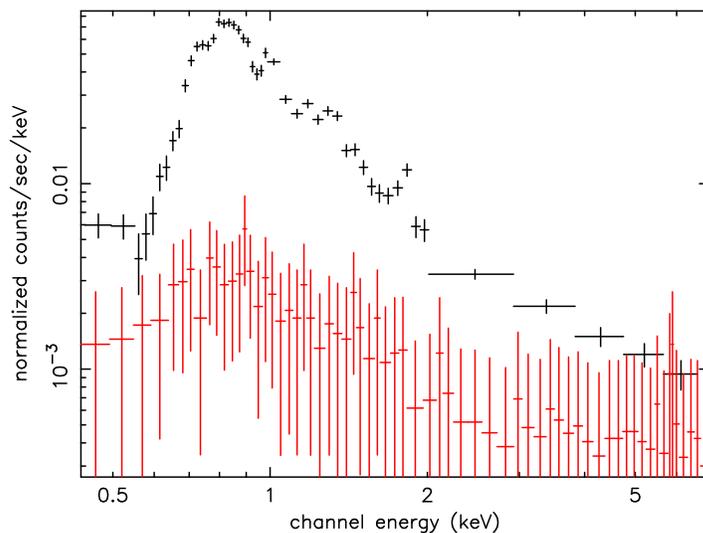


図 5.27: FIチップによる NGC720 スペクトルと background スペクトル (ARP220) の比較

ARP220 を background データとして適用し、NGC720 の約 100 秒角領域を再び VAPEC モデルと BREMSS モデルでスペクトル解析を行なった。スペクトルを図 5.28 に示す。

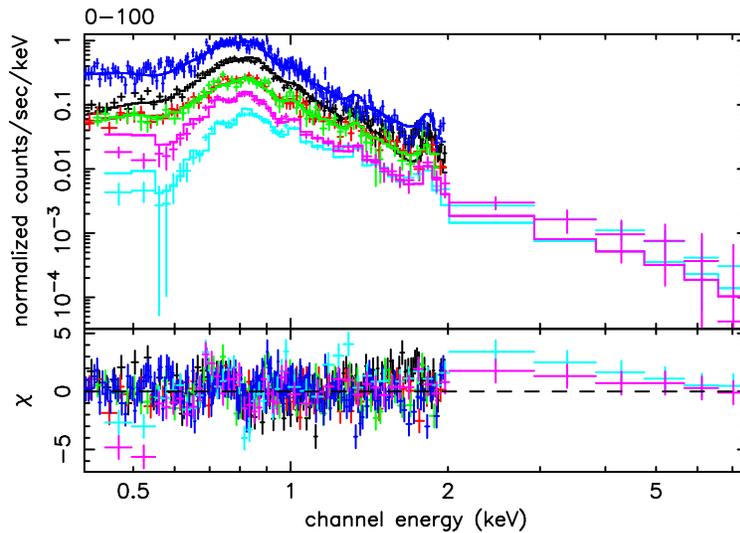
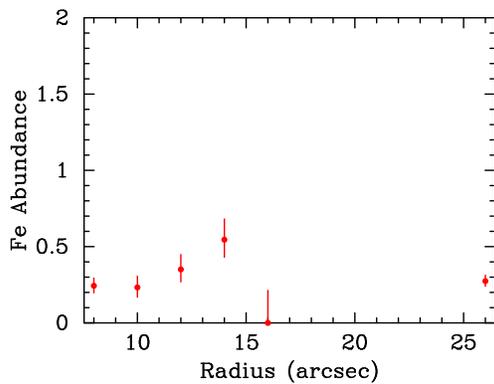


図 5.28: NGC720 の中心から約 100 秒角のスペクトル (VAPEC+BREMSS fitting): Chandra(黒) Newton PIN(青) Newton MOS(赤、緑) Suzaku FI(紫) Suzaku BI(水色)

この fitting の結果得られた重元素組成比を表 5.11 に示す。



kt(keV)	$0.56^{+0.01}_{-0.01}$
NH	$0.05^{+0.01}_{-0.01}$
O	$0.24^{+0.05}_{-0.05}$
Ne	$0.23^{+0.07}_{-0.06}$
Mg	$0.35^{+0.10}_{-0.08}$
Si	$0.55^{+0.14}_{-0.12}$
S	$0.00^{+0.21}_{-0.00}$
Fe	$0.27^{+0.04}_{-0.03}$
VAPEC norm	$0.00^{+0.00}_{-0.00}$
BREMSS norm	$0.00^{+0.00}_{-0.00}$
$\chi^2, \nu$	1.85, 507

表 5.11: fitting によって得られた重元素組成比とパラメータ (VAPEC+BREMSS fitting)

background データを再検討することで重元素組成比が精度良く求まったことが分かる。得られた重元素組成比は中心 100 秒角と広い領域であるが重元素アバンドンスが X 線で暗い楕円銀河の中では高い値を示している。

この fitting 結果をもとに、Fe と Si の誤差の分布を図 5.29 に示す。この結果から、Fe と Si の比がほぼ 1:2 に分布していることが分かる。

さらに、この best fit のから銀河吸収と非熱的成分の寄与を変化させ、Fe と Si の寄与を検証した。fitting は、銀河吸収 WABS model の NH と非熱的成分である BREMSS model の normalization の寄与を変化させて fitting を行なった。結果を図 5.30、表 5.12 に示す。

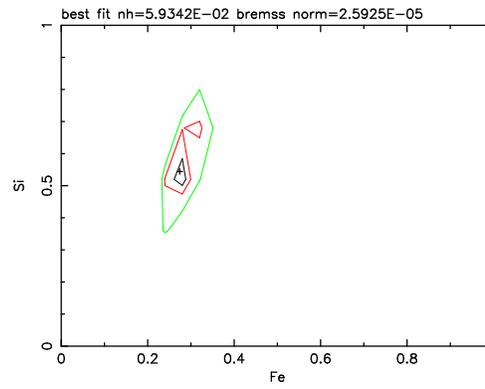


図 5.29: Fe と Si の値と誤差の分布 (+は best fit)

この結果、銀河吸収と非熱的成分の寄与が変化しても、Fe と Si の比は 1:2 に分布している。銀河吸収が  $5.0 \times 10^{20}$  と大きな値になると、Si の比がさらに大きな値をとる傾向が見られるが、 $5.0 \times 10^{20}$  と大きな銀河吸収は考え難いため、Fe と Si の比は 1:2 に分布していると考えられる。

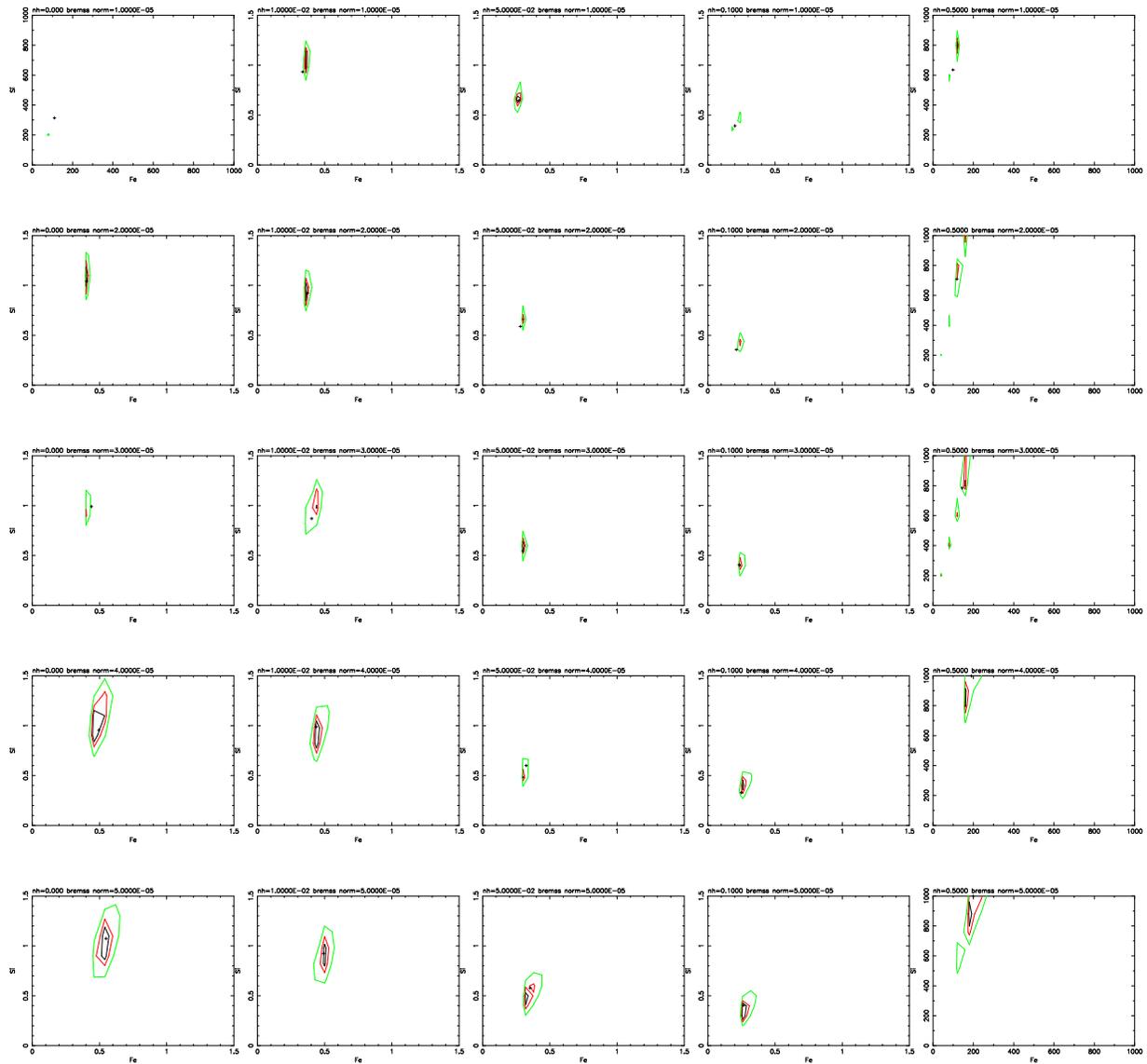


図 5.30: WABS model の NH と BREMSS model の normrization の寄与を変えたときの Fe と Si の誤差の分布 (左列から右列へ NH  $0.00$ ,  $1.0 \times 10^{20}$ ,  $5.0 \times 10^{20}$ ,  $1.0 \times 10^{21}$ ,  $5.0 \times 10^{21}$ 、上段から下段へ BREMSS norm  $1 \times 10^{-5}$ ,  $2 \times 10^{-5}$ ,  $3 \times 10^{-5}$ ,  $4 \times 10^{-5}$ ,  $5 \times 10^{-5}$ )

	NH 0.00		$1.0 \times 10^{20}$		$5.0 \times 10^{20}$		$1.0 \times 10^{21}$		$5.0 \times 10^{21}$	
BREMSS norm										
$1.0 \times 10^{-5}$	Si	1.08±0.098	Si	0.99±0.089	Si	0.65±0.061	Si	0.39±0.052	Si	640±34
	Fe	0.37±0.018	Fe	0.35±0.017	Fe	0.27±0.013	Fe	0.20±0.021	Fe	99±5.5
	$\chi^2, \nu$	2.08, 509	$\chi^2, \nu$	2.04, 509	$\chi^2, \nu$	1.94, 509	$\chi^2, \nu$	1.92, 509	$\chi^2, \nu$	3.21, 509
$2.0 \times 10^{-5}$	Si	1.0±0.11	Si	0.93±0.095	Si	0.59±0.064	Si	0.36±0.053	Si	710±0.16
	Fe	0.40±0.022	Fe	0.37±0.020	Fe	0.28±0.014	Fe	0.21±0.024	Fe	120±0.051
	$\chi^2, \nu$	1.96, 509	$\chi^2, \nu$	1.93, 509	$\chi^2, \nu$	1.86, 509	$\chi^2, \nu$	1.88, 509	$\chi^2, \nu$	3.09, 509
$3.0 \times 10^{-5}$	Si	0.99±0.12	Si	0.87±0.10	Si	0.51±0.063	Si	0.41±0.059	Si	790±0.15
	Fe	0.44±0.026	Fe	0.40±0.023	Fe	0.28±0.014	Fe	0.23±0.029	Fe	150±0.054
	$\chi^2, \nu$	1.92, 509	$\chi^2, \nu$	1.90, 509	$\chi^2, \nu$	1.86, 509	$\chi^2, \nu$	1.90, 509	$\chi^2, \nu$	3.02, 509
$4.0 \times 10^{-5}$	Si	0.96±0.13	Si	0.81±0.11	Si	0.60±0.072	Si	0.33±0.065	Si	1000±290
	Fe	0.50±0.033	Fe	0.44±0.027	Fe	0.32±0.018	Fe	0.25±0.034	Fe	190±61
	$\chi^2, \nu$	1.96, 509	$\chi^2, \nu$	1.94, 509	$\chi^2, \nu$	1.91, 509	$\chi^2, \nu$	1.98, 509	$\chi^2, \nu$	2.97, 509
$5.0 \times 10^{-5}$	Si	0.85±0.14	Si	0.73±0.12	Si	0.58±0.079	Si	0.41±0.069	Si	1000±290
	Fe	0.53±0.037	Fe	0.47±0.032	Fe	0.35±0.021	Fe	0.27±0.039	Fe	200±68
	$\chi^2, \nu$	2.09, 509	$\chi^2, \nu$	2.07, 509	$\chi^2, \nu$	2.04, 509	$\chi^2, \nu$	2.12, 509	$\chi^2, \nu$	2.97, 509

表 5.12: WABS model の NH と BREMSS model の normrization の寄与を変えたときの Fe と Si の誤差の分布の結果 (左列から右列へ NH 0.00、 $1.0 \times 10^{20}$ 、 $5.0 \times 10^{20}$ 、 $1.0 \times 10^{21}$ 、 $5.0 \times 10^{21}$ 、上段から下段へ BREMSS norm  $1 \times 10^{-5}$ 、 $2 \times 10^{-5}$ 、 $3 \times 10^{-5}$ 、 $4 \times 10^{-5}$ 、 $5 \times 10^{-5}$ )

NGC720はX線で暗い楕円銀河で孤立した楕円銀河である。しかし、X線 Fluxが高いという特徴がある。このことから、孤立したX線で暗い楕円銀河においても、銀河団などを再現するために適用する2温度構造のモデルによって再びスペクトル解析を行なった。このとき、ARP220を background データとして解析を行なった。このデータを2温度 VAPEC モデルと BREMSS モデルによって解析したスペクトルを5.31に示す。

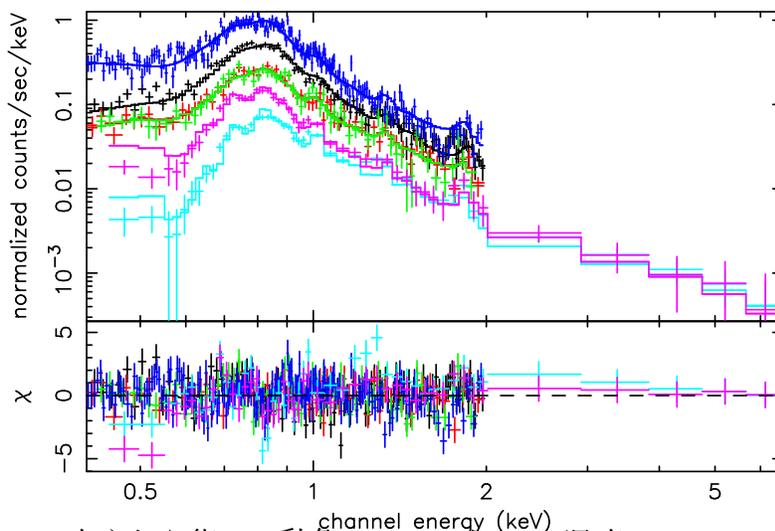
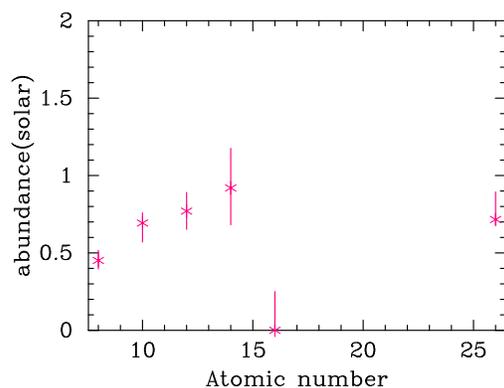


図 5.31: NGC720 の中心から約 100 秒角のスペクトル (2 温度 VAPEC+BREMSS fitting)  
: Chandra(黒) Newton PIN(青) Newton MOS(赤、緑) Suzaku FI(紫) Suzaku BI(水色)

この fitting の結果得られた重元素組成比を表 5.13 に示す。



kt(keV)	0.59 <sup>+0.02</sup> <sub>-0.02</sub>
kt(keV)	0.49 <sup>+0.03</sup> <sub>-0.03</sub>
NH	0.00 <sup>+0.00</sup> <sub>-0.00</sub>
O	0.45 <sup>+0.07</sup> <sub>-0.05</sub>
Ne	0.69 <sup>+0.07</sup> <sub>-0.12</sub>
Mg	0.77 <sup>+0.12</sup> <sub>-0.12</sub>
Si	0.92 <sup>+0.26</sup> <sub>-0.24</sub>
S	0.00 <sup>+0.25</sup> <sub>-0.00</sub>
Fe	0.72 <sup>+0.18</sup> <sub>-0.04</sub>
VAPEC norm	0.00 <sup>+0.00</sup> <sub>-0.00</sub>
BREMSS norm	0.00 <sup>+0.00</sup> <sub>-0.00</sub>
$\chi^2, \nu$	1.59, 504

表 5.13: fitting によって得られた重元素組成比 (2 温度 VAPEC+BREMSS fitting)

1 温度によるスペクトル解析では、background データの再検討により重元素アバundance が精度よくなり、得られた値が高くなった。2 温度モデルにおいても、NGC720 の重元素アバundance は、1 温度と同程度に高い値が得られた。X 線で暗い楕円銀河では、2 温度を適用することで銀河の中心部分と外側での温度勾配を考慮できる。これを考慮した場合でのスペクトル解析においても、1 温度のスペクトル解析で得られた値とエラーの範

囲で一致する結果が得られた。このことから、今回の解析では1温度のスペクトル解析結果が有効であると考えられる。

### 5.2.5 Suzakuによる解析のまとめ

Newton 衛星データによる重元素組成比の解析に、さらに低エネルギー側のエネルギー分解能の良い Suzaku データによる重元素組成比の解析を加えた。天体はこれまでに観測されている2つのX線で暗い楕円銀河 NGC1404、NGC720である。銀河の中心から100秒角領域からのスペクトルについて、VAPECモデルとBREMSSモデルの足し合わせによってスペクトル解析した。この解析で、NGC1404については精度の良い解析結果が得られた。NGC1404については0-40"、40-80"、80-120"、120-200"、200-300"の同心円環状領域でスペクトル解析を行ない、様々な重元素の半径分布を求めた。この解析においてもNGC1404は精度の良い結果が得られた。同様の半径分布をX線で明るい楕円銀河でも行ない付録で示し比較した。

一方NGC720については100秒角領域のスペクトル解析でも、Suzakuデータのみでは優位な解析結果が得られなかった。このことから、Chandraデータ、Newtonデータと同時にスペクトル解析を行なった。これによって、モデルに含まれる2つの自由パラメータをChandraデータ、Newtonデータを用いて求めることができる。そしてSuzakuデータの優れたエネルギー分解能により重元素アバundanceを求めることができ解析精度の向上が期待された。しかし、この解析でも精度の改善は少なかった。そこでさらに観測データに用いたbackgroundを再検証し、最適なbackgroundデータを選び直した。これによってNGC720について精度の良い解析結果が得られた。

# 第6章 考察

## 6.1 温度、アバンダンス半径分布

### 6.1.1 半径分布の解釈

楕円銀河は ICM への重要な重元素供給源であると考えられている。しかし、これまでの観測では、これを裏付けるのに十分な結果が得られていなかった。これは楕円銀河のよいサンプルである X 線で暗い楕円銀河が、これまで観測機器の観測限界であったためである。そこで今回、空間分解能が 0.5 秒角と非常に優れた X 線衛星 Chandra を用い、X 線で暗く、コンパクトな X 線で暗い楕円銀河について詳細に空間分解し、さらに X 線点源を過不足なく除外することを試みた。これによって得られる ISM の詳細な重元素アバンダンスの半径分布により、楕円銀河から ICM の重元素放出メカニズムについて再検証した。

得られた ISM の温度の半径分布 (5 章図 5.7、5.8) は、ほぼ 0.5~1keV でほぼ一定であり、周囲の 1~10keV の ICM からの影響をうけずに ISM のみ見ていることが確認された。よって確かに X 線で暗い楕円銀河が楕円銀河のよいサンプルであることが確認された。一方で X 線で明るい楕円銀河では銀河の外側で温度上昇が見られ、周囲の ICM の影響が強いことが考えられる。

さらに得られた重元素アバンダンスの半径分布 (5 章図 5.9、5.10) によって、銀河の領域内でアバンダンス勾配があることが分かった。この勾配は、Chandara 以前の観測機器の空間分解の限界よりも狭い領域であるため、これらでの観測では分解できず、勾配は領域内ですべて平均化され、さらに X 線点源からの寄与によって精度の悪い解析結果となっていたと考えられる。Chandra 衛星による解析より、銀河中心付近のアバンダンスの値は 0.7solar~1solar と星のアバンダンスとほぼ一致することが分かり、星による重元素生成が示唆された。さらに外側でのアバンダンスの減少は X 線で明るい楕円銀河より激しいことが分かった。X 線で明るい楕円銀河では、周囲の ICM の影響が強いことが温度分布からも示唆された。また、X 線で明るい楕円銀河は銀河団の中心付近に位置していることから、銀河団規模の重力ポテンシャルの底に位置していることも言える。これらのことから、X 線で明るい楕円銀河については周囲の ICM からの圧力により重元素の閉じ込めが起こっている可能性が考えられる。一方 X 線で暗い楕円銀河のアバンダンスの勾配については、3通りの可能性が考えられる。1つ目に、楕円銀河の周囲に ISM のアバンダンスより低いガスが取り巻いており、このガスが ISM に入り込んでくる可能性である。2つ目は、楕円銀河を取り巻くアバンダンスの低いガスへ、ISM の重元素が流れ出してい

る可能性である。最後は、楕円銀河中の星自体のアバンダンスは中心で高く、外側で低いという傾向をもつ。星のよって供給される ISM の重元素も、この星自身のアバンダンスを反映しているという可能性である。

これらに対し、ISM 中の重元素の一つである鉄が ISM 中で賄われるために必要な時間を計算する。現在の ISM 中の鉄について、SNe Ia、星の mass loss の寄与の等しい重元素生成メカニズムを仮定し、ISM 中の鉄の質量をつくり出す時間を求める。この時間は

$$t = M_{Fe} \times [L_B(SR10^{-12}L_{B\odot}^{-1}\eta_{Fe} + 2.5 \cdot 10^{-11}L_{B\odot}^{-1}\gamma_{Fe})]^{-1} \quad (6.1)$$

で与えられる (H.Böhringer et al. 2004)。ここで、 $L_B$  は星の可視光度、SR は SNe Ia の発生率  $0.15 \times L_{B\odot} / 1 \cdot 10^{10}$  per year/100 個 (H.Böhringer et al. 2004) とした。 $\eta_{Fe}$  は 1 回の SNe Ia によって生成される鉄の質量で  $\eta_{Fe} = 0.7M_{\odot}$ 、 $\gamma_{Fe}$  は星の中の水素に対する鉄の重量比 (1solar) で  $\gamma_{Fe} = 2.8 \times 10^{-3}$  である。ISM 内の鉄の質量  $M_{Fe}$  は ISM のガス質量分布にアバンダンス分布を考慮することで得られる。このガス質量分布は ISM の輝度分布から楕円銀河の系を熱平衡、静水圧平衡と仮定した  $\beta$  model を適用することで求められる (鉄の質量分布の導出については付録 A を参照)。これによって求めた ISM 内の鉄を作り出す時間を図 6.1 に示す。

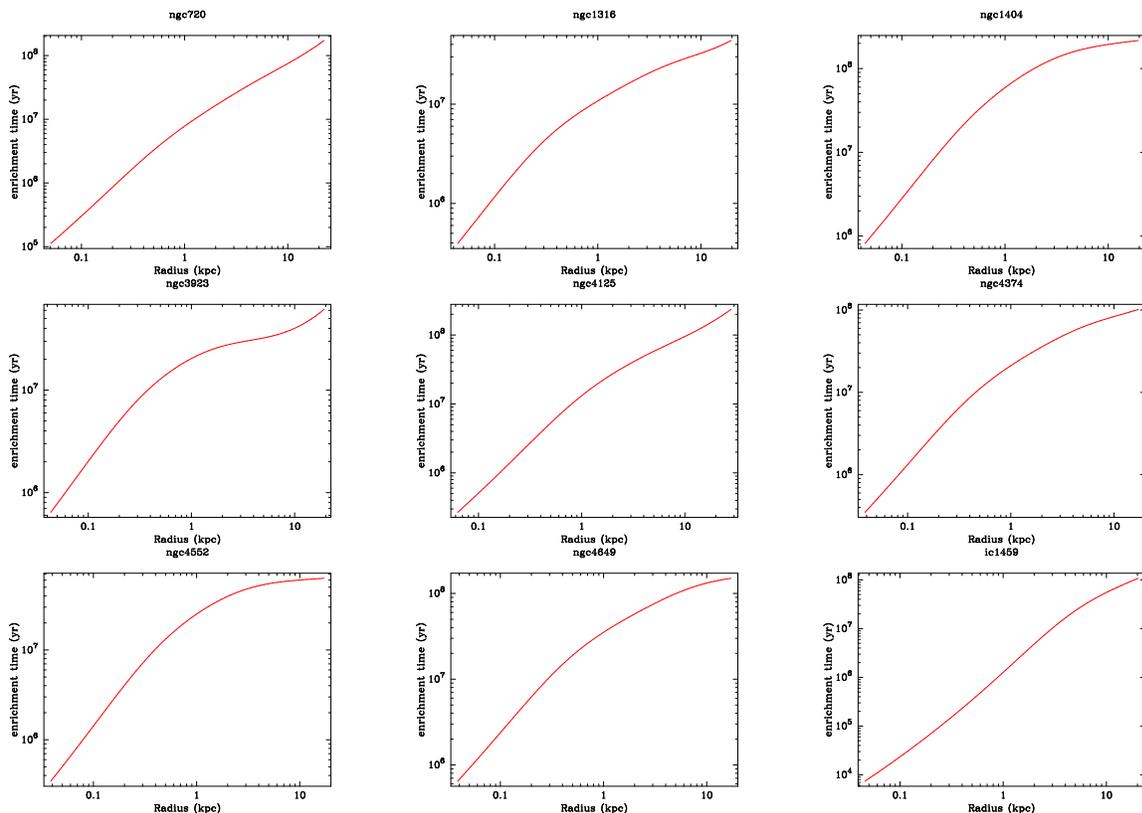


図 6.1: Fe の enrichment time : 銀河の半径に対するその半径内に占める鉄を作る時間

これを見ると、現在の高温ガス中に含まれている鉄は、約  $10^8$  年で賄える量であることが判る。この時間は宇宙の年齢からすると非常に短い時間である。このことから楕円銀河から ISM の周りを取り囲むアバンダンスの低いガスに重元素が大量に流れ出していると考えられる。また楕円銀河と銀河団と比べると (図 6.1.1)、同じ半径 10kpc までに含まれる鉄の質量を賄うために要する時間が、銀河団に比べ楕円銀河は 1 けた小さくなっていることが判る。楕円銀河は銀河団と比較してもより重元素が多く逃げ出していると考えられる。

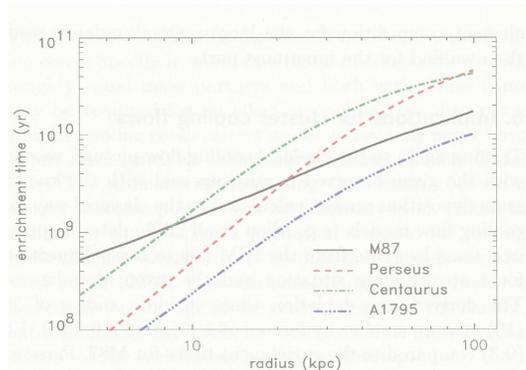


図 6.2: 銀河団における Fe の enrichment time (H.Böhringer et al. 2004)

これによって、ISM 中の鉄を賄うために必要な時間は  $10^8$  年と宇宙の年齢と比較すると非常に短い時間で賄えることが分かった。これは、ISM 中の重元素が大量に ICM に放出されていることが示唆される。このことから、X 線で明るい楕円銀河は周囲の ICM からの圧力で重元素が ISM 中に閉じ込められているのに対し、X 線で暗い楕円銀河は周囲ガスの重元素供給源となり、ISM の周りを取り囲むアバンダンスの低いガスに重元素を大量に放出していると示唆される。

## 6.2 重元素の相関

Chandra 衛星データのスペクトル解析に続き、広い有効面積をもつ Newton 衛星データ、低エネルギー側でよいエネルギー分解能をもつ Suzaku XIS データを用いて、ISM 中の様々な重元素の組成比を求めた。楕円銀河は銀河形成初期に星生成もほぼすべて終り、古い星によって構成された銀河であると考えられることから、ISM 中の重元素は星からの mass loss、SNe Ia によって供給されていると考えられている。さらに星の mass loss からは  $\alpha$  元素が、SNe Ia からは Fe が豊富に放出される。SNe Ia によって放出された Fe はその大きな運動エネルギーから  $\alpha$  元素よりも ISM の外に逃げやすい。さらに Chandra データのスペクトル解析から、X 線で暗い楕円銀河では ISM から重元素が豊富に放出されていることが示唆された。一方で X 線で明るい楕円銀河では重元素の閉じ込めが示唆された。このことから、X 線で暗い楕円銀河では ISM から特に Fe が放出されやすく、X 線で明るい楕円銀河と比較すると、他の重元素より Fe の寄与が小さくなると予想される。

### 6.2.1 Fe vs O

X線で暗い楕円銀河において、ISM中のFeの寄与が小さくなるかを検証する。まず、Newton衛星MOS、PN、RGS検出器による中心80秒角領域のスペクトル解析の結果と、SuzakuXIS検出器による中心100秒角領域のスペクトル解析の結果から $\alpha$ 元素の一つであるOと、Feの相関をとった。これを図6.3に示す。この図では比較のためX線で明るい楕円銀河NGC5044の他に過去に観測されたX線で明るい楕円銀河のデータを同時にプロットする。

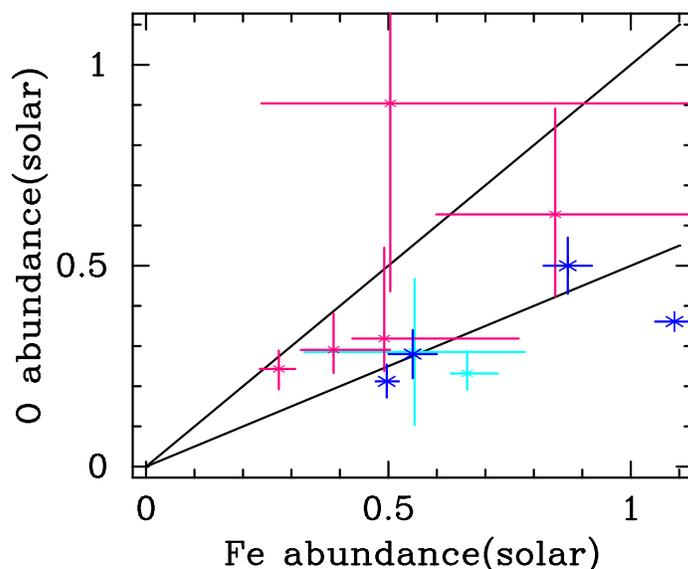


図 6.3: O と Fe : X線で暗い楕円銀河 (赤) と X線で明るい楕円銀河 (青) : NGC4649 (水色 RGS ○印) : 補助線は O:Fe=1:1、1:2 を表す

FeとOの相関を見るとX線で明るい楕円銀河より、X線で暗い楕円銀河ではFeの寄与が小さくなっていることが分かる。このことから、X線で暗い楕円銀河はX線で明るい楕円銀河と比較して、多量の重元素を放出していると示唆される。

図ではNGC4649を水色で示した。他のX線で暗い楕円銀河よりもFeの寄与が大きくX線で明るい楕円銀河と似た相関をもっている。NGC4649はNewtonMOS、PN検出器によるスペクトル解析でも他のX線で暗い楕円銀河よりも温度が高く、X線で明るい楕円銀河NGC5044と同程度であった。NGC4649はVirgo銀河団に属し、銀河団の中心付近に位置していないがICMからの影響があることが示唆される。このことから、他のX線で暗い楕円銀河よりX線で明るい楕円銀河に似た性質を示していると考えられる。

## 6.2.2 O vs Si

さらに O と Fe の相関と同様に Newton 衛星 MOS、PN 検出器による中心 80 秒角領域のスペクトル解析の結果と、SuzakuXIS 検出器による中心 100 秒角領域のスペクトル解析の結果から、 $\alpha$  元素である O と Si の相関もとり比較した。ここで、図中の NGC4649 を、O と Fe の相関から X 線で明るい楕円銀河の性質が強いことから、X 線で明るい楕円銀河として扱う。O と Si の相関を図 6.4 に示す。

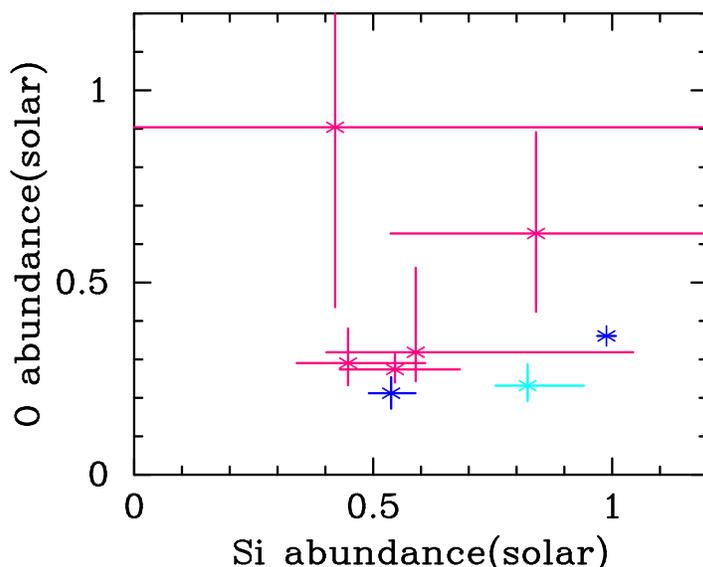


図 6.4: O と Si : X 線で暗い楕円銀河 (赤) と X 線で明るい楕円銀河 (青) : NGC4649(水色)

O と Si が共に星の mass loss によってのみ ISM へ放出されると仮定すると、どの銀河でも ISM 中に同程度 O と Si が留まることになり、O と Si 比はどの銀河でもほぼ一定になると予想される。ところが O と Si の相関では X 線で暗い楕円銀河は、X 線で明るい楕円銀河よりも Si の寄与が小さくなっている。このことは組成比の異なる 2 種類の重元素起源が考えられ、次の 3 つのことを意味する。X 線で暗い楕円銀河は SNe Ia によって放出された重元素は ISM から逃げやすいために Si のほうが少なくなる。そして、ISM 中の Si の起源が mass loss のみではなく、SNe Ia によっても放出されていることが示唆される。さらに現在の楕円銀河の ISM 中の重元素の起源として星の mass loss と SNe Ia の 2 つが同じ程度に寄与している。

## 6.3 X 線で暗い楕円銀河からの重元素の放出の可能性

Chandra 衛星による重元素アバUNDANSの詳細な空間分布から、X 線で暗い楕円銀河でも、その銀河中心では ICM の重元素供給源となり得る高い値を示した。

さらに X 線で暗い楕円銀河の外側ではアバUNDANSが低くなる勾配が、X 線で明るい楕円銀河より大きいことが分かった。このアバUNDANS分布の勾配については以下の 3 通

りの可能性が考えられた。

- (1) 楕円銀河を取り巻くアバダンスの低いガスがISMへ流入している可能性
- (2) 楕円銀河を取り巻くアバダンスの低いガスへISMの重元素を放出している可能性
- (3) 銀河中の星自身のアバダンス勾配を反映しているという可能性

これに対し、輝度分布の解析によりISM中のFe生成に必要な時間を求めた。さらに様々な重元素組成比の解析からOとFeの相関を見た。この2つの解析に先に挙げた3通りの可能性をさらに検証する。

ISM中のFeの生成に必要な時間は、計算結果から現在のISM中のFeの質量は、宇宙の年齢に対して非常に短い時間で賄うことが可能であり、現在ISM中に含まれる以上の重元素の生成され、ISMの外へ放出されたことが示唆された。他のアバダンスの低いガスがISMへ流入や、星自身のアバダンスの反映の可能性では現在のISM中の重元素の質量が少ないことを説明できない。また、ISM中のOとFeの相関では、ISMの外へと逃げ出しやすいFeの寄与が、重元素が閉じ込められやすいX線で明るい楕円銀河より小さくなっている。これによって、ISMから重元素が外に逃げ出していることが示唆される。アバダンスの低いガスがISMへ流入しているとすると、重元素の中でFeのみの寄与が小さくなることの説明がつかない。また、星自身のアバダンス勾配の反映を考えると、X線で明るい楕円銀河とOとFeの相関に違いがでないはずである。これらをまとめて表A.1.1に示す。これら3つの解析からは、ISM中から大量の重元素が外へ放出されたことが示唆される。

表 6.1: アバダンス分布に考えられる可能性と他の解析での解釈

	(1)ISMへガス流入	(2)ISMから重元素放出	(3)星のアバダンス勾配を反映
アバダンス分布	○	○	○
鉄の生成 time scale	×	○	×
OとFeの相関	×	○	×

# 付録 A 鉄の質量分布の導出

## A.1 Fe 質量分布

ISM 中の鉄の質量  $M_{Fe}$  は、ISM 中の 3 次元空間におけるガスの数密度分布  $n_{gas}(R)$  とアバンダンスの半径分布  $A_{Fe}(R)$  から求めることができる。鉄の質量分布を  $n_{Fe}$  を鉄の数密度すると、

$$M_{Fe} = \int n_{Fe} 4\pi R^2 dr \quad (A.1)$$

$$= \int A_{Fe}(R) 4.68 \cdot 10^{-5} m_p 56 n_H(R) 4\pi R^2 dr \quad (A.2)$$

となる。ここで、 $A_{\odot} = (\frac{Fe}{H})_{\odot} = 4.68 \times 10^{-5}$ 、Fe の質量数を 56 とした。  $n_H(R) \simeq n_e(R) \simeq n_{gas}(R)$  であることから、 $n_H(R)$  が

$$n_H(R) = n_0 [1 + (\frac{R}{r_c})^2]^{-\frac{3}{2}\beta} \quad (A.3)$$

で与えられるので (A.2) 式は、

$$M_{Fe} = 4.68 \cdot 10^{-5} \cdot m_p \cdot 56 \cdot n_0 \int A_{Fe}(R) \cdot [1 + (\frac{R}{r_c})^2]^{-\frac{3}{2}\beta} \cdot 4\pi R^2 dr \quad (A.4)$$

となり、これによって鉄の質量分布  $M_{Fe}$  が得られる。

### A.1.1 数密度分布 $n_{gas}(R)$

ISM のガスの数密度分布  $n_{gas}(R)$  は ISM の輝度分布を用いて、楕円銀河の系を熱平衡、静水圧平衡と仮定した  $\beta$  model を適用することで求められる。この数密度分布に鉄のアバンダンスを考慮することで鉄の質量分布が求められる。

楕円銀河の系を熱平衡、静水圧平衡を仮定すると、重力と圧力勾配の釣り合いから、高温ガスについて

$$\nabla P_{gas} = -\mu m_p n_{gas} \nabla \phi \quad (A.5)$$

ここで、 $n_{gas}$  は電子の数密度、 $P_{gas}$  は高温ガスの圧力、 $\phi$  は重力ポテンシャル、 $\mu$  は陽子の質量に対する平均分子質量の割合で  $\phi \approx 0.6$  である。また、熱平衡から

$$P_{gas} = n_{gas} kT \quad (A.6)$$

kはボルツマン定数。楕円銀河の空間分布は球対称であると考えられることから、この2式は銀河中心からの半径をRとすると

$$\frac{kT(R)}{\mu m_p} \frac{d \log n_{gas}(R)}{dR} = - \frac{d\phi(R)}{dR} \quad (\text{A.7})$$

となる。これは、重力ポテンシャルをつくり出している全物質の分布においても成り立つことから、

$$\sigma(R)^2 \frac{d \log \rho(R)}{dR} = - \frac{d\phi(R)}{dR} \quad (\text{A.8})$$

となる。ここで $\rho$ は物質の密度、 $\sigma$ は速度分散である。この $\phi$ が $\rho$ のつくり出す自己重力ポテンシャルであるとする、 $\phi$ と $\rho$ はポアソンの式

$$\nabla^2 \phi = 4\pi G \rho \quad (\text{A.9})$$

が成り立つ。この(A.8)式(A.9)式を満たす解は、King model(king 1962)によって近似的につぎの式のように与えることができる。

$$\rho(R) = \rho_0 \left[ 1 + \left( \frac{R}{r_c} \right)^2 \right]^{-\frac{3}{2}} \quad (\text{A.10})$$

ここで、 $\rho_0$ は質量密度、 $r_c$ はコア半径である。(A.7)式を変形し $\rho(R)$ と $n_{gas}(R)$ の関係を導き、(A.10)式を $n_{gas}(R)$ について求める。(A.7)式は

$$\beta \equiv \frac{\mu m_p \sigma^2}{kT} \quad (\text{A.11})$$

とすると、

$$\sigma(R)^2 \frac{d \log n_{gas}^{\frac{1}{\beta}}(R)}{dR} = - \frac{d\phi(R)}{dR} \quad (\text{A.12})$$

と変換でき、(A.8)式を表すことができる。このとき(A.8)式と(A.12)式を比較すると $n_{gas}(R) \propto \rho^\beta(R)$ となる。よって $n_{gas}(R)$ はつぎのように表せる。

$$n_{gas}(R) = n_0 \left[ 1 + \left( \frac{R}{r_c} \right)^2 \right]^{-\frac{3}{2}\beta} \quad (\text{A.13})$$

これが $\beta$  modelである。

実際に我々が観測するX線はISMの単位体積あたりの放射光度 $n_{gas}^2 \Lambda(T, A)$ の視線方向への足し合わせである

$$M_{gas} = \int_{-\infty}^{\infty} n_{gas}^2 \Lambda(T, A) dl = S_0 \left[ 1 + \left( \frac{R}{r_c} \right)^2 \right]^{-3\beta + \frac{1}{2}} \quad (\text{A.14})$$

で表される。ここで $r$ は2次元に投影されたときの中心からの距離で、 $S_0$ は

$$S_0 = \Lambda(T, A) \sqrt{\pi} \left( \frac{n_e}{n_p} \right) n_0^2 r_0 \frac{\Gamma(3\beta - \frac{1}{2})}{\Gamma(3\beta)} \quad (\text{A.15})$$

となり、 $n_0^2$  に比例した定数である。

このモデルで輝度分布のスペクトル解析することにより、数密度分布  $n_{gas}(R)$  が求められる。スペクトル解析ではまず、輝度分布はバックグラウンド分布を差引き、exposure map で割り輝度分布を補正を行なった。この輝度分布によって得られた結果を図 A.1 に示す。ただし、ここで ic1459 は中心に AGN が存在している。このため、中心領域 15 秒角を除くことで AGN の影響を無視する。

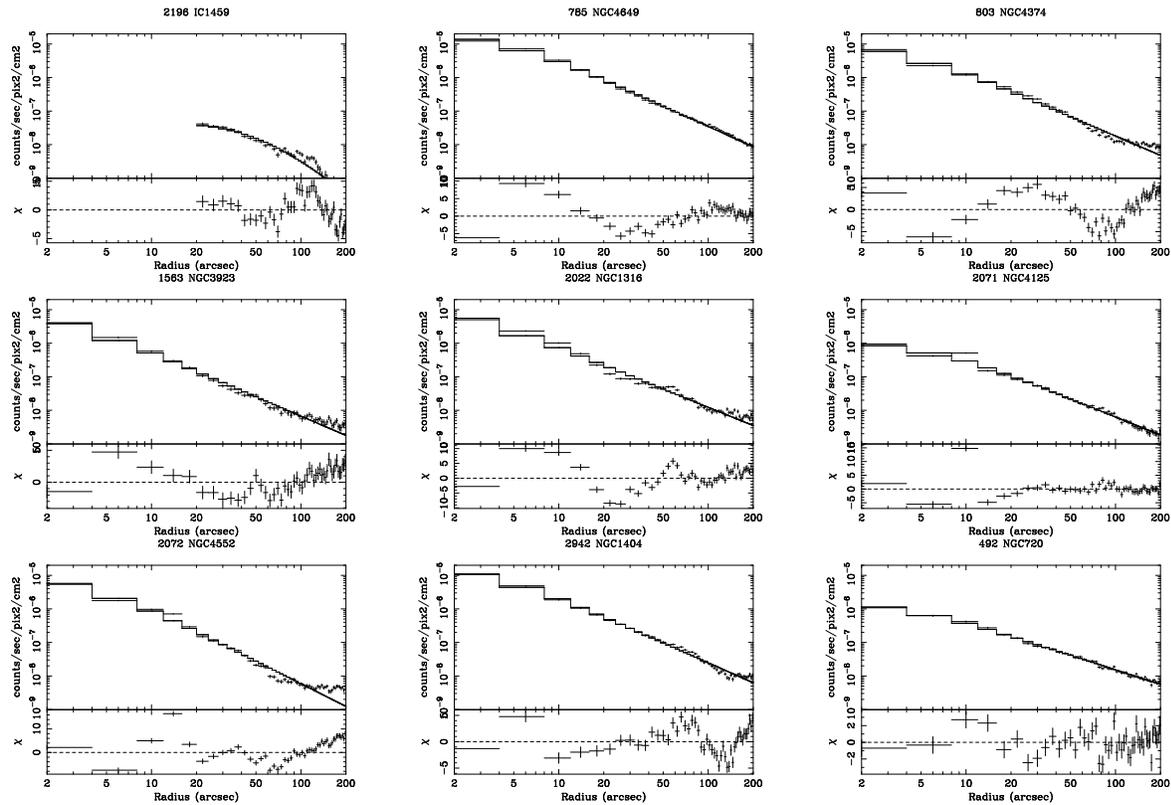


図 A.1:  $\beta$  model fitting

表 A.1:  $\beta$  model fitting によって得られた  $n_{gas}(R) = n_0[1 + (\frac{R}{r_c})^2]^{-\frac{3}{2}\beta}$  の各係数の値

	$n_0$	$r_c$	$\beta$
ic1459	$4.88 \cdot 10^{-8}$	26.6	0.78
ngc1316	$8.16 \cdot 10^{-6}$	1.37	0.46
ngc1404	$1.36 \cdot 10^{-5}$	2.06	0.50
ngc3923	$5.84 \cdot 10^{-6}$	1.47	0.49
ngc4125	$9.23 \cdot 10^{-7}$	3.13	0.47
ngc4374	$7.20 \cdot 10^{-6}$	2.21	0.95
ngc4552	$6.80 \cdot 10^{-6}$	2.18	0.54
ngc4649	$0.16 \cdot 10^{-5}$	2.41	0.50
ngc720	$1.28 \cdot 10^{-6}$	2.36	0.41

### A.1.2 アバダンスの半径分布 $A_{Fe}(R)$

本編でのスペクトル解析によって得られたアバダンスの半径分布は、3次元空間に広がるアバダンス分布を2次元空間に投影したものの銀河中心からの半径分布である。よって、この2次元のアバダンスの半径分布から3次元の半径分布を求める必要がある。2次元アバダンス分布と3次元アバダンス分布は以下のような関係がなりなっている。

$$A_{Fe}(r) = \frac{\int n_{Fe}(l, r) n_H(l, r) \Lambda(T, A) dl}{\int n_e^2(l, r) \Lambda(T, A) dl} \quad (\text{A.16})$$

$$= \frac{\int n_e A_{Fe}(R) n_H(l, r) \Lambda(T, A) dl}{\int n_e^2(l, r) \Lambda(T, A) dl} \quad (\text{A.17})$$

ここで、 $l$ は3次元分布での銀河中心からの距離  $R$  と2次元投影による半径分布  $r$  を同一の始点に置いたときの、この2辺によって作られる直角三角形の残りの一辺の長さを  $l$  とする。これを用いて、すでに得られた2次元アバダンス分布からこの関係式を満たすような3次元アバダンス分布を見つければ良い。ここで3次元アバダンス分布を  $a$ 、 $b$ 、 $c$  の3つの係数からなる

$$A_{Fe}(R) = \frac{a}{1 + \left(\frac{r}{b}\right)^2} + c \quad (\text{A.18})$$

と仮定し、任意の係数を割り当てることで回帰的に得られる2次元アバダンス分布と実際に得られた2次元アバダンス分布を比較、よく再現するものを選ぶことで、3次元アバダンス分布を得ることができる。下に2次元アバダンス分布と任意の係数を当てはめ関係式によって求めた2次元アバダンス分布の1例を図A.1.2に示す。

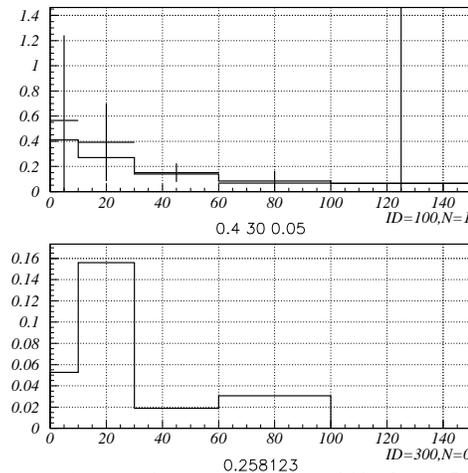


図 A.2: 上段：2次元アバダンス分布と任意の係数を代入した3次元アバダンス分布 (グラフの下の数値は任意の係数  $a$ 、 $b$ 、 $c$  の値)  
 下段：各領域における  $\left[\frac{\text{計算値}-\text{観測値}}{\sigma}\right]^2$  の値 (グラフの下の数値は全体の  $\chi^2$ )

# 付録B Suzaku XISによるX線で明るい楕円銀河の解析

Suzakuによる解析では、X線で暗い楕円銀河と比較のためX線で明るい楕円銀河NGC4636、Fornax 銀河団のcD 銀河であるNGC1399の解析も行なった。Fornax 銀河団はNGC1404が属する銀河団である。

## X線で明るい楕円銀河 1: NGC4636

NGC4636についても、VAPECモデルとBREMSSモデルを用いてスペクトル解析を行なった。図B.1にNGC4636の約100秒角領域のスペクトルを示す。X線で明るい楕円銀河ではX線で暗い楕円銀河に比べ2keV付近でのSiからの輝線放射が明確に確認できる。スペクトルは1keV付近で残差が見られる。これは、X線で暗い楕円銀河とことなりISMの密度が高いがX線で明るい楕円銀河、cD銀河ではISM自身による共鳴散乱が起こることが考えられる。この影響によって特に1keV付近での放射はなまされ、モデルスペクトルと一致しないと考えられる。

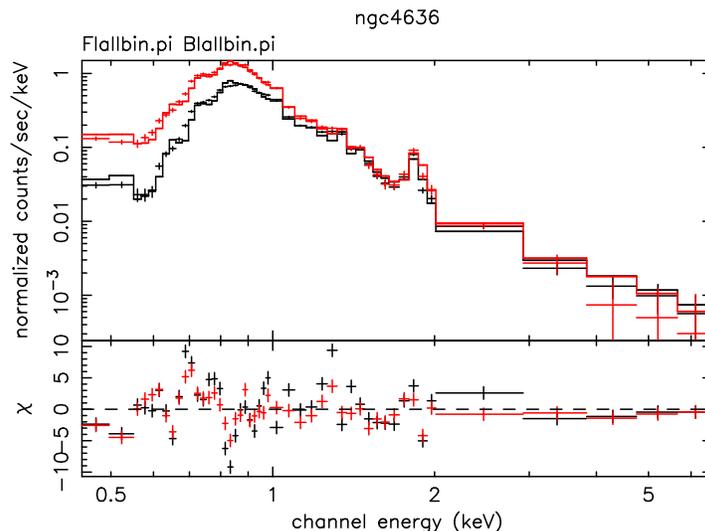
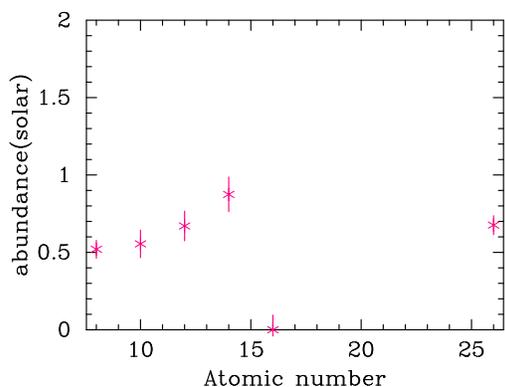


図 B.1: NGC4636 の中心から約 100 秒角のスペクトル

この fitting の結果得られた重元素組成比を表 B.1 に示す。NGC4636 については精度のより重元素組成比が得られていることが分かる。NGC4636 の 100 秒角の領域では Fe、O がほぼ同程度、Si が多く存在している傾向が示唆される。



parameter	
kt(keV)	$0.64^{+0.00}_{-0.00}$
O	$0.52^{+0.06}_{-0.06}$
Ne	$0.56^{+0.09}_{-0.09}$
Mg	$0.67^{+0.10}_{-0.10}$
Si	$0.87^{+0.11}_{-0.11}$
S	$0.00^{+0.09}_{-0}$
Fe	$0.68^{+0.06}_{-0.06}$
$\chi^2/\nu$	10.81/86

表 B.1: NGC4636 の中心から約 100 秒角の重元素組成比

さらに NGC4636 についても、正確に重元素の楕円銀河からの放出について考察するため、Fe、O、Si について銀河中心からの半径分布を見た。銀河中心から 0-40"、40-80"、80-120"、120-200"、200-300" の 5 つの同心円状の領域でのスペクトルを解析した。モデルは APEC モデルと BREMSS モデルである。図 B.2 に各領域のスペクトルを示す。

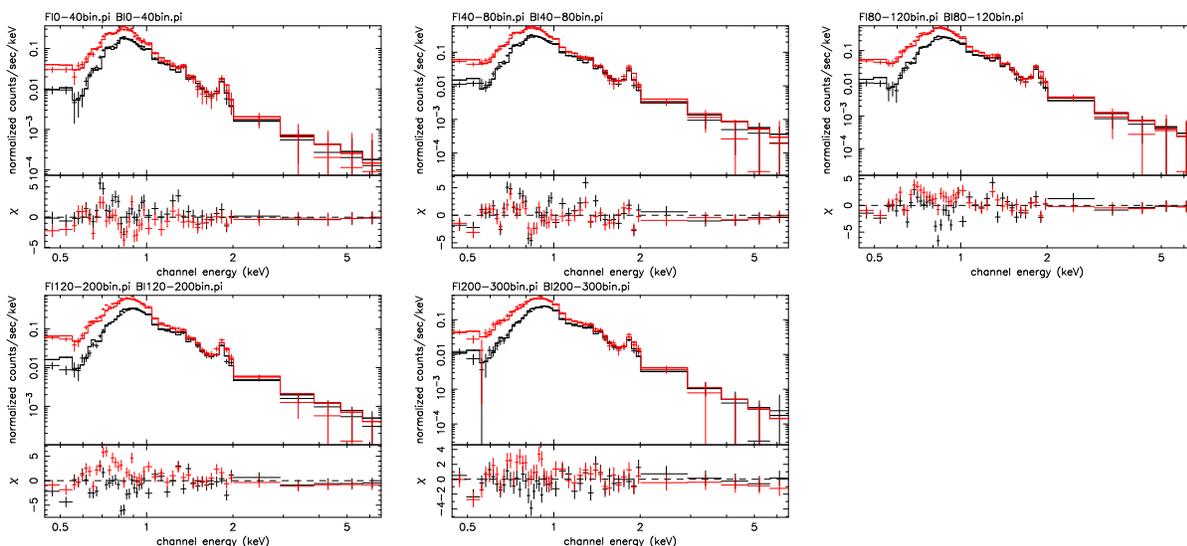


図 B.2: NGC4636 のスペクトル

この fitting によって得られた Fe、O、Si の半径分布を図 B.3 示す。この分布から、100 秒角の領域で Fe、O より多く存在が示唆された Si は、銀河中心でより Fe、O よりアバんだンスが高くなっていることが分かる。

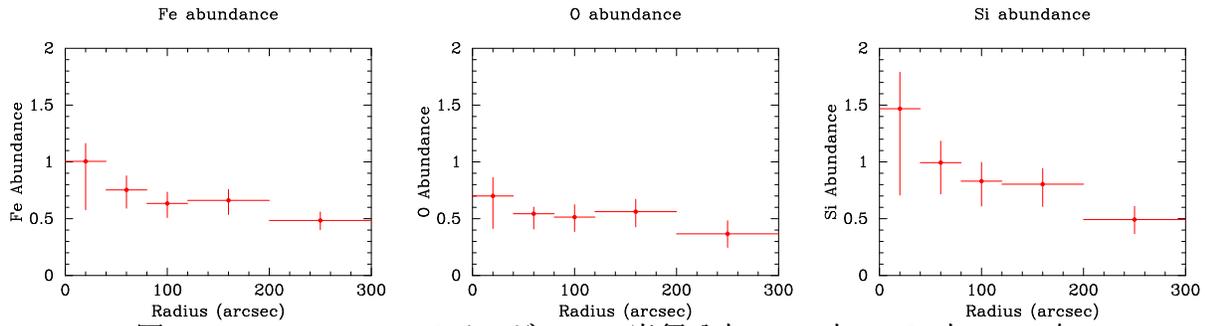


図 B.3: NGC4636 のアバンドンスの半径分布 : Fe(左)、O(中)、Si(右)

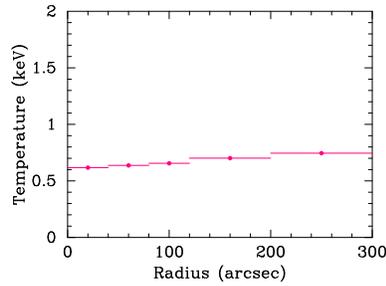


図 B.4: NGC4636 の温度の半径分布

## X 線で明るい楕円銀河 2: NGC1399

NGC1399 についても約 100 秒角の領域で、スペクトル解析を行なった。NGC1399 は銀河団の中心に位置する cD 銀河である。銀河団は多温度構造をしていると考えられており、重力ポテンシャルの底である銀河団の中心に低温成分が存在する 2 温度モデルでよく再現される。よって、NGC1399 については 2 温度 VAPEC モデルによるスペクトル解析を行なった。図 B.5 に NGC1399 の約 100 秒角領域のスペクトルを示す。NGC1399 では Fe からの放射が強く、他の楕円銀河のスペクトルと比較し 1keV 付近の放射が優位になっていることが分かる。NGC1399 においても、NGC4636 と同様に 1keV 付近でモデルとの残差が大きくなっている。NGC4636 でも鳴散乱が起こることが考えられる。

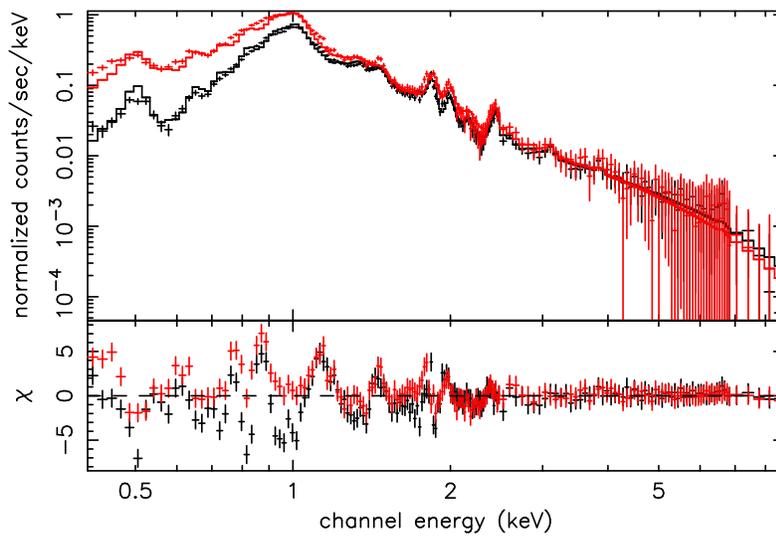
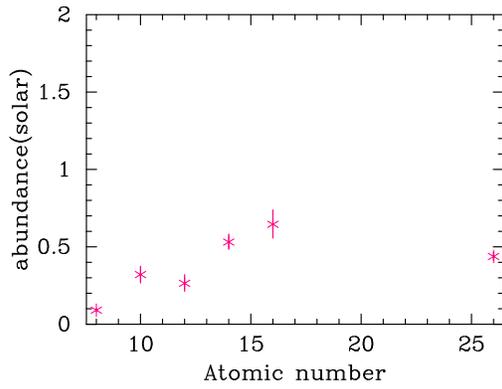


図 B.5: NGC1399 の中心から約 100 秒角のスペクトル

この fitting の結果得られた重元素組成比を表 B.2 に示す。NGC1399 についても精度のより重元素組成比が得られている。また、O の値が特に低くなっている。



parameter	
kt(keV)	$0.24^{+0.00}_{-0.00}$
kt(keV)	$1.01^{+0.01}_{-0.01}$
O	$0.09^{+0.01}_{-0.01}$
Ne	$0.32^{+0.05}_{-0.05}$
Mg	$0.26^{+0.06}_{-0.05}$
Si	$0.53^{+0.05}_{-0.05}$
S	$0.65^{+0.09}_{-0.09}$
Fe	$0.44^{+0.03}_{-0.03}$
$\chi^2/\nu$	3.40/347

表 B.2: NGC1399 の中心から約 100 秒角の重元素組成比

さらに2温度モデルについて、温度を0.5keV、1.5keV(Machacek et al. 2005)に固定し、スペクトル解析を行なった。図B.6にNGC1399の約100秒角領域のスペクトルを示す。図から分かるように、温度を固定すると1keV付近でスペクトルとモデルが大ききずれることが分かる。温度を固定した2温度VAPECモデルではfittingに限界があることが考えられる。

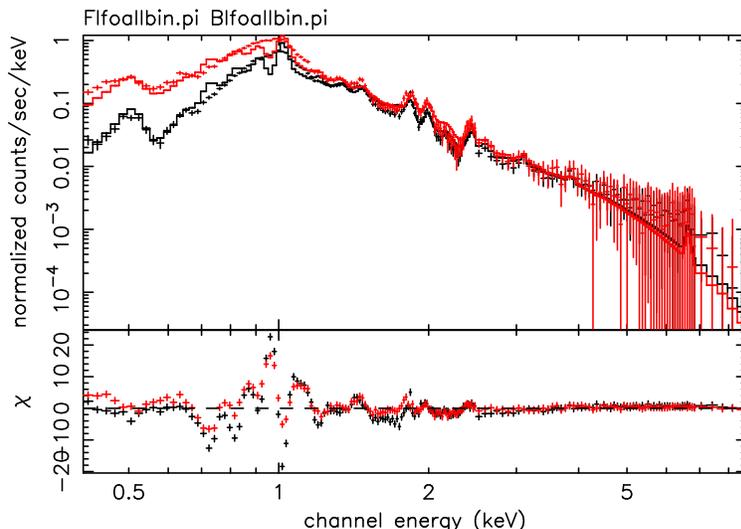
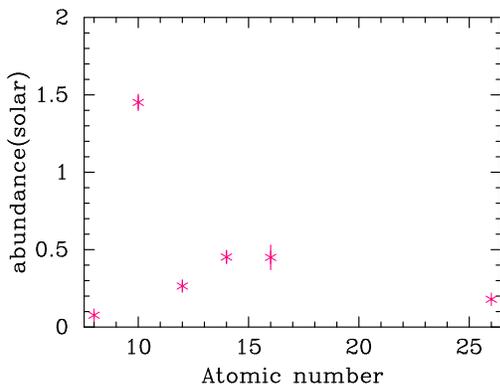


図 B.6: NGC1399 の中心から約 100 秒角のスペクトル (kt 固定)

この fitting の結果得られた重元素組成比を表B.3に示すが、1keV 付近でスペクトルとモデルの大きなずれがあったが重元素アバンダンスは精度良く求まっている。また、Neのアバンダンスが他の重元素と比較して、高く求まっている。これはNeの輝線放射が1.35keV 付近でありFeの輝線放射帯と重なっている。このため、NeとFeのアバンダンスが連結していることも考えられる。



parameter	
O	$0.07^{+0.02}_{-0.02}$
Ne	$1.45^{+0.05}_{-0.05}$
Mg	$0.27^{+0.04}_{-0.04}$
Si	$0.45^{+0.04}_{-0.04}$
S	$0.45^{+0.08}_{-0.08}$
Fe	$0.18^{+0.01}_{-0.01}$
$\chi^2/\nu$	12.91/349

kt=0.5keV、1.5keV 固定

表 B.3: NGC1399 の中心から約 100 秒角の重元素組成比 (kt 固定)

NGC1399 についても、Fe、O、Si について銀河中心からの半径分布を見た。銀河中心から 0-40"、40-80"、80-120"、120-200"、200-300" の5つの同心円状の領域でのスペクトルを解析した。モデルは2温度 VAPEC モデルと BREMSS モデルで、温度を自由パラメータとした。図 B.9 に各領域のスペクトルを示す。

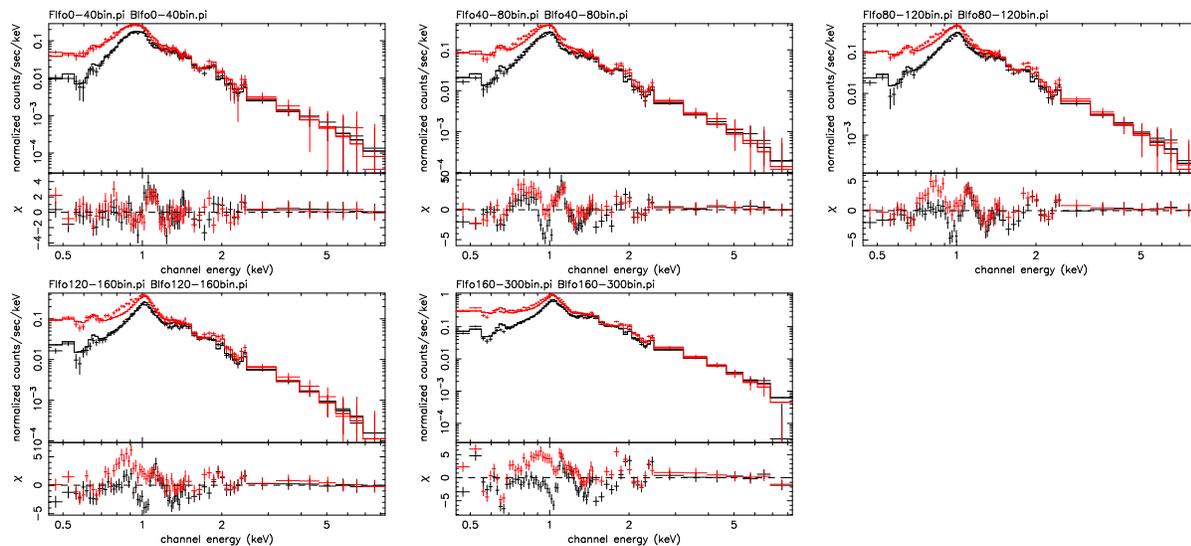


図 B.7: NGC1399 のスペクトル

この fitting によって得られた Fe、O、Si の半径分布を図 B.10 示す。このスペクトル解析では精度のよい半径分布が得られなかった。

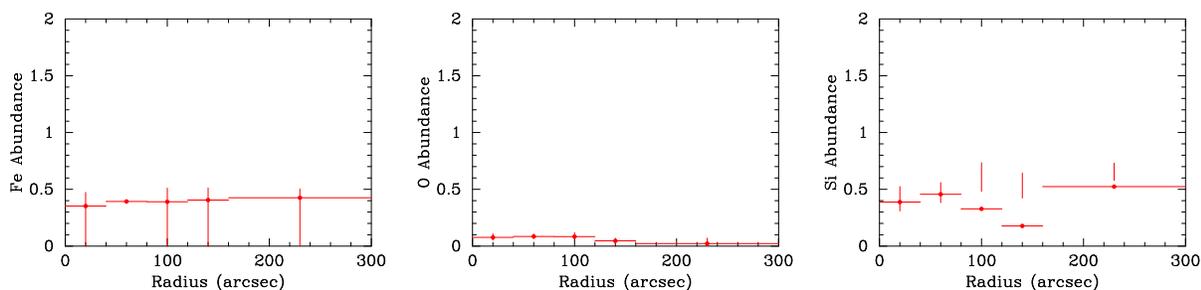


図 B.8: NGC1399 のアバんだンスの半径分布 : Fe(左)、O(中)、Si(右)

さらに 100 秒角領域でのスペクトル解析同様、温度を 0.5keV、1.5keV に固定し、自由パラメータを減らし、Fe、O、Si の半径分布についてのスペクトル解析を行なった。図?? に各領域のスペクトルを示す。100 秒角領域のスペクトル解析同様 1keV 付近で大きな残差が見られる。

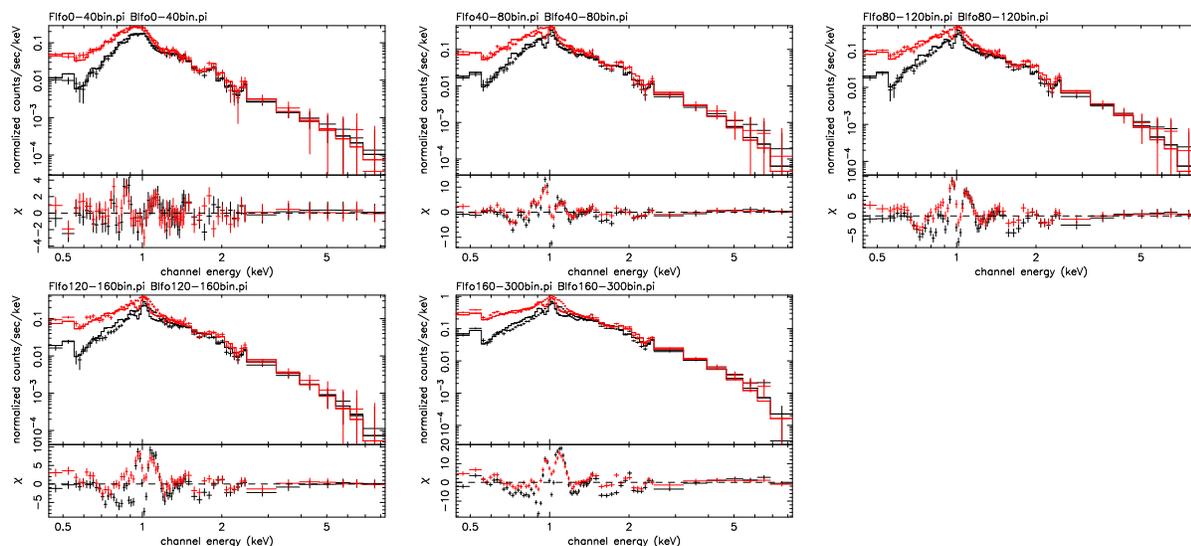


図 B.9: NGC1399 のスペクトル ktfix

この fitting によって得られた Fe、O、Si の半径分布を図 B.10 示す。分布は自由パラメータを減らすことで精度がよくなったと考えられる。この分布を見ると、O は全領域でアバundanceが低くなっている一方で、Si は中心付近に値値で存在していることが分かる。

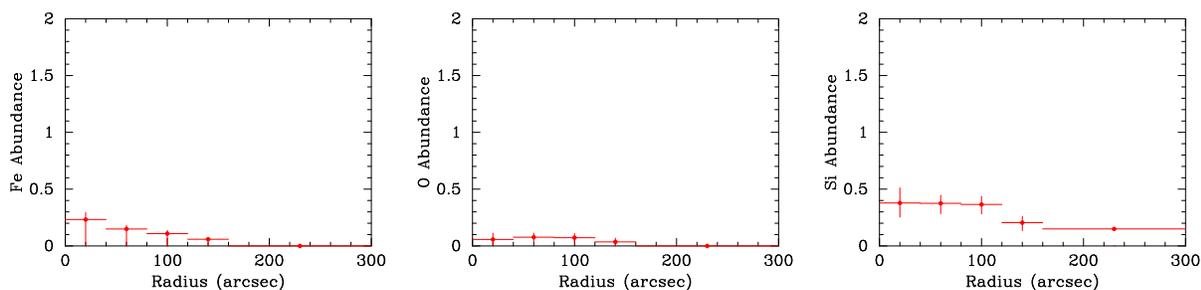


図 B.10: NGC1399 のアバundanceの半径分布 : Fe(左)、O(中)、Si(右) ktfix

X 線で明るい楕円銀河 NGC4636、NGC1399 での Fe、O、Si の半径分布を 5 章で示した X 線で暗い楕円銀河 NGC1404 と比較すると、X 線で明るい楕円銀河は Si が中心付近で他の Fe、O よりアバundanceが高くなる傾向が示唆される。これは考察で示したように、X 線で暗い楕円銀河では SNe Ia によって Si が ISM から放出されている可能性が示唆される。

# 謝辞

本論文を作成するにあたり、丁寧に御指導くださった大杉先生、深澤先生に深く感謝致します。大杉先生からは入学当初から御助言頂き、大きな助けとなりました。私自身は他大学、他学部からの入学であり、基礎的な知識だけではなく、実際に物理を応用し理論的に考察する機会も不十分でした。特に深澤先生は、このことを気に掛け、多大な知識、知恵を教授してくださいました。深く感謝申し上げます。さらに2年間を隣の席で過ごした川埜さんにも深くお礼申し上げます。川埜さんからは楢円銀河の解析に留まらず、日常的な細部に渡ることまで常に的確な助言をくださいました。これらの助けのおかげで、研究室での生活をここまで送ることができました。本当にありがとうございました。また、特にコンピュータ環境に関して、大野さんからは日頃から大変お世話になりました。自分の不勉強を反省すると共に、懲りずに対応していただいたことに感謝致します。また、川埜さん、大野さんを始めとする大部屋で生活を共にした、M2の永江君、青井君、M1の江川さん、平澤さん、山本君、4年生の竹本君、田中君とは、楽しい時間を過ごすことができました。とても良い思い出です。ありがとうございます。また、修士過程から入学した私を、快く受け入れてくれた同期のみなさんに感謝致します。

最後に、進学のための学習や研究について助言をくださった福島大学旧教育学部の山口克彦助教授に、この場をお借りしてお礼を申し上げます。ありがとうございました。

## 参考文献

- 物質の宇宙史 青木和光 新日本出版社 2004  
宇宙物理学 高原文郎 朝倉書店 1999  
Aoki,W., & Iwamoto,N., 2003, J.plasma Fusion Res, Vol.79, No.9, 871, 877  
Arimoto,N., 1995, ASPC, 86, 239  
Böhringer,H., Matsushita,K., Ehurazov,E., Finoguenov,A., & Ikebe,Y., 2005, A&A  
Canizares,C.R., Fabbiano,G., & Trinchieri,G., 1987, ApJ, 312, 503  
Faber,S.M., Wegner,Gary., Burstein,David., Davies,Roger,L., Dressler,Alan.,  
Lynden-Bell,D., Terlevich,R.J., 1989, ApJS,71,173  
Fukazawa, Y., 1997, Ph.D. Thesis, THE University of Tokyo  
Fukazawa, Y., Botoya-Nonesu,J,G., Pu,J., Ohto,A., Kawano,N., 2006, ApJ, 636, 698  
Kawano, N., 2003, Ph.M. Thesis, THE University of Hiroshima  
Kong,A,K,H., DiStefano,R., Garcia,M,R., Greiner,J., 2003, ApJ, 585, 298  
Loewenstein,M., Mushotzky,R., Awaki,H., Matsumoto,H., Makishima,K., Mat-  
sushita,K.,1994, AAS, 185, 5207  
Matsushita,K., 1994, Ph.M. thesis, University of Tokyo  
Matsushita,K., 1998, Ph.D. thesis, University of Tokyo (ISAS Research Note 640)  
Matsushita,K., 2001, ApJ, 547, 693  
Matsushita,K., Finoguenov,A., Böhringer,H., 2003, A&A, 401, 443  
Mihara,k 1993, Ph.M. Thesis,Tokyo Metropolitan University  
Mushotzky,R,F., Ohashi,T., Takenaka,K., & Yamashita,K., 1996, PASJ, 48, 671  
Nakajima,H 2003, Ph.M. Thesis, Kyoto University  
Ohto, A., 2003, Ph.M. Thesis, THE University of Hiroshima  
O’Sullivan,E., Forbes,Duncan,A., Ponman,Trevor,J., 2001, MNRAS, 328, 461O  
Sutherland,R.S., & Dopita,M.A., 1993, ApJ, 88, 253  
Tamura,T., Kaastra,J,S., Makishima,K., Takahashi,I., 2003, A&A, 399, 497  
Tsunemi,H., 2000, J.plasma Fusion Res, Vol.76, No.12, 1228, 1236  
Tsuru,T., 1992, Ph.D. Thesis, The University of Tokyo  
Xu,H., Kahn,S,M., Peterson,J,R., Behar,E., Paerels,F,B,S., Mushotzky,R,F., Jerni-  
gan,J,G., Brinkman,A,C., & Makishima,K., 2002, 579, 600  
Yamaguchi,H 2004, Ph.M. Thesis, Kyoto University