

Geant4を用いた銀河団内高温プラズマでの
乱流による共鳴散乱への影響の定量化

広島大学理学部物理科学科
高エネルギー宇宙可視赤外線天文学研究室

B102812

枝廣 育実

主査(指導教官) 深沢泰司 副査 檜垣浩之

2014年2月

概要

銀河団の進化の過程において、銀河団は互いに衝突と合体を繰り返す。その時の運動エネルギーが銀河団内の熱エネルギーへと変わり、銀河団内のガス (ICM) は高温プラズマとなる。同時に ICM では乱流が生じると考えられており、乱流の大きさを調べることで、銀河団の形成の歴史や銀河団内の質量構成により強い制限をつけることができる。

乱流の大きさを調べるためには ICM 中の重元素イオンの輝線放射に着目する。ICM で乱流が生じていれば、重元素イオンの運動により輝線放射のスペクトルがドップラー幅をもつ。次期 X 線国際衛星 ASTRO-H を用いると、その優れた分解能から、取得したスペクトルにより直接的に ICM の運動の様子を知ることができる。しかしドップラー幅を調べるだけでは ICM の運動の大きさの情報のみであり、どのような運動であるかはわからない。そこで乱流に影響される共鳴散乱の情報も用いることで、乱流の大きさに制限をつけることができる。

本研究では乱流による共鳴散乱への影響を定量化するため、Geant4 を用いて ICM での共鳴散乱のシミュレーションを構築した。図はシミュレーションによって得たスペクトルであり、左の乱流がないラインに比べ、右の乱流があるラインはドップラー幅を持つことがわかる。さらにペルセウス銀河団の観測結果とシミュレーションを比較することで、乱流の大きさの制限を試みる。

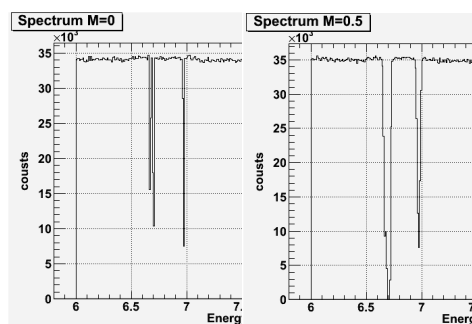


図 0.0.1: シミュレーションによって得た 6.7keV 付近のスペクトル。左は乱流なし、右は乱流あり

目次

第 1 章 Introduction	8
1.1 背景	8
1.2 研究目的	8
第 2 章 銀河団の観測	10
2.1 銀河団	10
2.1.1 可視光による観測	10
2.1.2 X 線による観測	10
2.2 Intracuster Medium(ICM)	11
2.2.1 X 線放射機構	11
2.2.2 β モデル	12
2.3 ICM の乱流	13
2.3.1 乱流	13
2.3.2 ICM の乱流速度	14
2.3.3 ドップラー幅	14
2.3.4 共鳴散乱	16
第 3 章 Geant4 による共鳴散乱のモンテカルロシミュレーション	18
3.1 モンテカルロシミュレーションの意義	18
3.2 シミュレーションツール Geant4 について	18
3.3 シミュレーションの流れ	18
3.4 シミュレーションプログラム構築	19
3.4.1 反応の記述 (Scattering)	20
3.4.2 ICM の構成の記述 (DetectorConstruction)	21
3.4.3 光子発生記述 (PrimaryGeneratorAction)	22
3.4.4 検出方法 (DetectorConstruction,EventAction)	23
3.5 共鳴散乱シミュレーション	25
3.5.1 散乱過程の動作確認	25
3.5.2 共鳴散乱の乱流による広がりの確認	26
3.5.3 共鳴散乱の反応位置の確認	27
3.5.4 反応過程の確認	28
3.5.5 共鳴散乱の角度分布の確認	30
3.5.6 銀河団内における共鳴散乱のシミュレーション	32

第 4 章 銀河団の解析	36
4.1 解析対象の銀河団	36
4.2 次期 X 線国際天文衛星 ASTRO-H/SXS	36
4.2.1 ASTRO-H による観測シミュレーションの結果	37
4.3 X 線天文衛星 Suzaku/XIS	42
4.3.1 Suzaku による観測シミュレーション	42
4.4 Suzaku/XIS による観測スペクトル解析の結果	46
4.4.1 スペクトル解析	46
4.4.2 モデルフィッティング	47
4.4.3 観測データ解析結果とシミュレーション解析結果の比較	52
第 5 章 まとめと今後	54
付 録 A 付 録	56
A.1 ASTRO-H シミュレーション結果	56
A.2 Suzaku/XIS 観測データ解析結果	59
A.3 Suzaku シミュレーション結果	60
A.3.1 第 4.3.1 節のシミュレーション結果	60
A.3.2 Sunders+06 の温度分布を用いたシミュレーション結果	63
A.3.3 Zhuravleva+13 の温度分布を用いた Suzaku シミュレーション結果	65

目 次

0.0.1	シミュレーションによって得た 6.7keV 付近のスペクトル。左は乱流なし、右は乱流あり .	1
2.1.1	可視光で見たペルセウス銀河団 [5]	11
2.1.2	X 線で見たペルセウス銀河団 [6]	11
2.3.1	ペルセウス銀河団の 6.7keV 付近の ASTRO-H シミュレーションによる X 線スペクトル。 黄:乱流の平均マッハ数 $M=0$ (乱流なし), 共鳴散乱なし, 赤: $M=0$, 共鳴散乱あり, 黒: $M=0.5$, 共鳴散乱なし, 紫: $M=0.5$, 共鳴散乱あり [8]	15
2.3.2	銀河団内の運動の様子	15
3.4.1	重元素アバンダンス	21
3.4.2	Fe^{24+} (緑) と Fe^{25+} (紫) の温度に対するイオンの存在比	21
3.4.3	銀河団内のアバンダンスのモデル [14]	22
3.4.4	シミュレーションで構築した ICM と検出器との位置関係	24
3.4.5	実際の銀河団と衛星 (検出器) との位置関係	24
3.4.6	中心で光子を発生させ、散乱が起きない場合	24
3.4.7	中心で光子を発生させ、散乱が起きた場合	24
3.4.8	光子の到来位置と角度の関係	25
3.5.1	密度を 100 倍にした場合のシミュレーション結果	25
3.5.2	マッハ数 $M=0$ の時のシミュレーション結果	26
3.5.3	マッハ数 $M=0.5$ の時のシミュレーション結果	26
3.5.4	マッハ数 $M=1.0$ の時のシミュレーション結果	27
3.5.5	6-9keV でエネルギーを発生させた場合の共鳴散乱あり (赤) と共鳴散乱なし (黒) の結果 .	27
3.5.6	6.7keV 付近でエネルギーを発生させた場合の共鳴散乱あり (赤) と共鳴散乱なし (黒) の結果	27
3.5.7	$\text{Fe}^{24+}\text{K}\alpha$ の 6.668keV と 6.701keV のラインの共鳴散乱あり (赤) と共鳴散乱なし (黒) の結果	28
3.5.8	$\text{Fe}^{25+}\text{K}\alpha$ の 6.952keV と 6.973keV のラインの共鳴散乱あり (赤) と共鳴散乱なし (黒) の結果	28
3.5.9	$\text{Ni}^{26+}\text{K}\alpha$ の 7.767keV と 7.806keV のラインの共鳴散乱あり (赤) と共鳴散乱なし (黒) の結果	29
3.5.10	$\text{Fe}^{24+}\text{K}\beta$ の 7.882keV のラインの共鳴散乱あり (赤) と共鳴散乱なし (黒) の結果	29
3.5.11	$\text{Ni}^{27+}\text{K}\beta$ の 8.073keV と 8.102keV のラインの共鳴散乱あり (赤) と共鳴散乱なし (黒) の結果	29
3.5.12	$\text{Fe}^{25+}\text{K}\beta$ の 8.253keV と 8.64keV のラインの共鳴散乱あり (赤) と共鳴散乱なし (黒) の結果	29
3.5.13	Fe(赤) と Ni(黒) の振動子強度に対するラインの強度比	30
3.5.14	Fe^{24+} の 6.701keV のラインの共鳴散乱あり (赤) と共鳴散乱なし (黒) のライン強度 (中心 位置から光子を発生)	31

3.5.15 中心で光子を発生させ、共鳴散乱した光子の角度分布	31
3.5.16 ICM 内の角度に対する密度分布	31
3.5.17 Fe^{24+} の 6.701keV のラインの共鳴散乱あり (赤) と共鳴散乱なし (黒) のライン強度 (0.07 度から光子を発生)	32
3.5.18 0.07 度で光子を発生させ、共鳴散乱した光子の角度分布	32
3.5.19 銀河団内の温度分布 (横軸は銀河団の半径, 縦軸は温度) 赤線は観測により求められた温度と対応する半径を示す	33
3.5.20 シミュレーションに組み込んだ apec モデルの 6.701keV に対するライン比 (赤 6.663/6.701, 黄緑 6.668/6.701, 青 6.682/6.701, 水色 6.701/6.701, 黄 6.951/6.701, 薄橙 6.973/6.701, 橙 7.766/6.701, 薄黄緑 7.806/6.701, 薄緑 7.882/6.701, 紫 8.073/6.701, 紺 8.101/6.701, ピンク 8.263/6.701, 灰色 8.252/6.701)	34
3.5.21 Fe^{+24} の $K\alpha$ ライン	35
4.2.1 ASTRO-H 衛星のイメージと各検出器の配置 [15]	36
4.2.2 シミュレーションの観測領域	38
4.2.3 銀河団中心領域での各マッハ数での ASTRO-H シミュレーションによるスペクトル	39
4.2.4 各観測領域での Geant4 シミュレーション結果, 横軸はラインのエネルギー, 縦軸はライン比 (RS/noRS), 黒 M=0, 赤 M=0.5, 青 M=1.0	40
4.2.5 各観測領域での ASTRO-H シミュレーション結果, 横軸はラインのエネルギー, 縦軸はライン比 (RS/noRS), 黒 M=0, 赤 M=0.5, 青 M=1.0	40
4.3.1 Suzaku 衛星のイメージ [16]	42
4.3.2 銀河団中心 1 分角以内での各マッハ数での Suzaku シミュレーションによるスペクトル	43
4.3.3 Suzaku シミュレーションによるライン比 (RS/noRS); 黒 M=0, 赤 M=0.5, 青 M=1.0 (横軸エネルギー, 縦軸ライン比)	44
4.4.1 ペルセウス銀河団の suzaku/XIS スペクトル (低エネルギー側から順に 6.7,7.0,7.88,8.25keV の輝線ラインがみてとれる)	46
4.4.2 銀河団中心 1 分角以内の観測スペクトルに対するフィッティング結果	50
4.4.3 左図と同様に銀河団中心 2-4 分角以内のフィッティングの結果	50
4.4.4 温度に対する強度比 (Energy/6.7keV); 赤:6.7keV, 緑:7.0keV, 青:7.766keV(Ni), 水色:7.806keV(Ni), 紫:7.88keV, 黄:8.25keV)	51
4.4.5 シミュレーションによる強度比 (プロット点) と観測による強度比 (実線が真値、上下の点線が誤差) の比較 (横軸はマッハ数, 縦軸は 6.7keV に対する強度比; 赤:7.0keV, 緑:7.88keV, 青:8.25keV)	53
A.3.1 シミュレーションによる強度比 (プロット点) と観測による強度比 (実線が真値、上下の点線が誤差) の比較 (横軸はマッハ数, 縦軸は 6.7keV に対する強度比; 赤:7.0keV, 緑:7.88keV, 青:8.25keV)	65
A.3.2 Zhuravleva+13 を用いた温度分布 (横軸は銀河団の半径 [kpc], 縦軸は温度 [keV])	65

A.3.3 シミュレーションによる強度比 (プロット点) と観測による強度比 (実線が真値、上下の点線が誤差) の比較 (横軸はマッハ数, 縦軸は 6.7keV に対する強度比; 赤:7.0keV, 緑:7.88keV, 青:8.25keV)	67
---	----

表 目 次

2.3.1	共鳴エネルギーと振動子強度 [9]	16
3.5.1	共鳴エネルギーと振動子強度 [9][17]	33
4.2.1	シミュレーションにより求めた 6.63,6.66,6.68keV の normalization	41
4.3.1	6.7keV ラインに対する強度比	45
4.4.1	使用した Suzaku/XIS 観測データ	47
4.4.2	fitting に用いたライン比	49
4.4.3	銀河団 1 分角以内の観測でのラインの normalization と強度比 (Energy/6.7keV)	50
4.4.4	銀河団中心 2-4 分角以内の観測でのラインの normalization と強度比 (Energy/6.7keV)	50
4.4.5	6.7keV ラインに対する強度比	52
4.4.6	補正の比	53
A.1.1	ASTRO-H, 銀河団中心 1 分角以内, $M=0$ でのライン比の結果	56
A.1.2	ASTRO-H, 銀河団中心 2-4 分角以内, $M=0$ でのライン比の結果	57
A.1.3	ASTRO-H, 銀河団中心 1 分角以内, $M=0.5$ でのライン比の結果	57
A.1.4	ASTRO-H, 銀河団中心 2-4 分角以内, $M=0.5$ でのライン比の結果	58
A.1.5	ASTRO-H, 銀河団中心 1 分角以内, $M=1.0$ でのライン比の結果	58
A.1.6	ASTRO-H, 銀河団中心 2-4 分角以内, $M=1.0$ でのライン比の結果	59
A.2.1	Suzaku/XIS, 銀河団中心 1 分角以内, 観測データ解析結果	59
A.2.2	Suzaku/XIS, 銀河団中心 2-4 分角以内, 観測データ解析結果	60
A.3.1	Suzaku, 銀河団中心 1 分角以内, $M=0$ での解析結果	61
A.3.2	Suzaku, 銀河団中心 2-4 分角以内, $M=0$ での解析結果	61
A.3.3	Suzaku, 銀河団中心 1 分角以内, $M=0.5$ での解析結果	62
A.3.4	Suzaku, 銀河団中心 2-4 分角以内, $M=0.5$ での解析結果	62
A.3.5	Suzaku, 銀河団中心 1 分角以内, $M=1.0$ での解析結果	63
A.3.6	Suzaku, 銀河団中心 2-4 分角以内, $M=1.0$ での解析結果	63
A.3.7	6.7keV ラインに対する強度比	64
A.3.8	補正の比	64
A.3.9	6.7keV ラインに対する強度比	66
A.3.10	補正の比	66

第1章 Introduction

1.1 背景

銀河団は、銀河（星）や銀河団内高温プラズマ（ICM）、ダークマター（DM）などで構成されている。その質量比は 1:2-5:10-30 であり、ICM は銀河に比べ数倍の質量を有していること、またその質量比は宇宙の構造形成と関係していることから、ICM の研究を行うことは重要であると言える。

ICM は X 線で明るく輝き、観測的研究が進められてきた。銀河団は形成される過程において、銀河団同士が衝突や合体を繰り返しており、その際に衝突の運動エネルギーが ICM の熱エネルギーになると考えられている。さらに衝突エネルギーの一部が ICM の乱流を生じていると考えられている。乱流とは流体の流れ場の状態の一種で、流体の各部分が入り乱れて不規則に運動し乱雑に見える 3 次元的な変動を有する流れのことである。例えば水道の蛇口を少しだけ開けると水はまっすぐ流れるが、蛇口を大きく開くと水は乱れて流れる。

ICM 内の乱流は非熱的な圧力となるため、X 線による観測で乱流の効果を含めず熱的な圧力のみを仮定して求められた質量と、重力レンズ効果を用いて求められた質量とは異なる値をとる場合がある。よって乱流の圧力を考慮しなければ、正確な ICM の質量を求められていない可能性がある。しかし、これまでの X 線衛星はエネルギー分解能が悪く、銀河団のガス運動をドップラー効果で調べることができなかった。次期 X 線国際衛星 ASTRO-H は優れたエネルギー分解能を持つため、その観測結果により乱流の大きさを直接的に求めることができると期待されている。[1][2]

銀河団質量校正の不確かさは、宇宙構造形成の理解への妨げとなっている。また、乱流は電波の観測結果と密接に関係する、金属元素の運搬や磁場の増幅、宇宙線の加速を起こしているのではないかと考えられている。さらに乱流は磁場をランダムにして熱伝導率を良くすることで、銀河団内の cooling を止めることができるとされ、銀河団内のプラズマ物理状態を解明する上でも非常に重要である。[1]

1.2 研究目的

前述のように、ICM の乱流情報を得ることで、銀河団の合体の歴史の情報を引き出したり、銀河団内の質量構成（銀河、ICM、DM）により強い制限をつけることができる。

そこで本研究では ASTRO-H の観測により ICM の乱流情報を得ることを目的とする。その際、乱流の大きさに影響される ICM での共鳴散乱について、重元素イオンによる輝線放射の強度比に着目する。本来、銀河団内で運動が起きていれば輝線放射のドップラー効果による影響を調べればよいが、ドップラー効果のみでは銀河団内の運動の様子は調べることができない。銀河団内の運動にはバルク運動（回転、並進）や銀河団同士の衝突による運動、ガス粒子の細かな運動がある。よってドップラー効果とは独立な情報として共鳴散乱を用いることで、乱流による影響の情報を得ることができる。

まず、乱流による共鳴散乱への影響を定量化するため、Geant4 を用いて ICM 内での共鳴散乱のシミュレーションを構築した。次に ASTRO-H によってどのような観測結果を得ることができるのかシミュレーションを行った。さらに Suzaku/HIS による実際の観測結果とシミュレーションとの強度比の比較を行い、乱流の大きさの制限を試みる。

第2章 銀河団の観測

2.1 銀河団

銀河団とは、銀河や高温プラズマ (ICM)、ダークマター (DM) などから構成される宇宙で最大の自己重力系である。

2.1.1 可視光による観測

銀河団は可視光による観測が古くから行われてきた。可視光による観測を行うことにより、銀河団を構成する個々の銀河からの光を観測することができる。

銀河団の重力質量 M_{tot} を推定するためには、ドップラー効果で観測される視線方向の速度分散 σ_r を用いる。速度分散を用いると、ビリアル定理より銀河団の重力質量を求めることができる。銀河団の典型的な半径 ($R = 1\text{Mpc}$) と速度分散 ($\sigma_r = 1000\text{km/s}$) によって重力質量を求めると $M_{tot} = 1 \times 10^{15} M_\odot$ となるが、観測によって見えている銀河の和を求めると $M = 2 \times 10^{13} M_\odot$ であり、ビリアル定理により求めた重力質量に比べ 50 倍程度異なる。この結果からどの波長域でも観測することのできない DM の存在が要求される。

可視光により銀河団の観測を行うと、光が弧状に引き延ばされてみえる場合がある。これは銀河団の大質量による重力によって光が曲げられる現象で、これを重力レンズ効果という。重力レンズ効果を用いると、銀河団の重力質量を精度よく測定することが可能である。重力レンズ効果を用いて求められた重力質量と、前述の速度分散とビリアル定理を用いて求めた重力質量はよく一致しており、このことから DM の存在が示唆される。[3][4]

2.1.2 X線による観測

X線による銀河団の観測により、銀河団内には銀河の数倍以上の質量の高温ガス (ICM) が存在していることがわかった。銀河団からの X線は、温度が $10^7 \sim 10^8\text{K}$ 程度であり、希薄プラズマからの熱的制動放射と、鉄などの重元素イオンからの輝線放射から成る。

X線観測ではガスの密度や温度、重元素量などの情報が得られ、静水圧平衡と仮定することにより重力質量が求められる。すると可視光観測と同様に DM の存在が示唆される。X線観測の結果から銀河団内の質量構成は、銀河が数%程度、ICM が 15 %程度、DM が 80 %程度であるとわかっている。[3]



図 2.1.1: 可視光で見たペルセウス銀河団 [5]

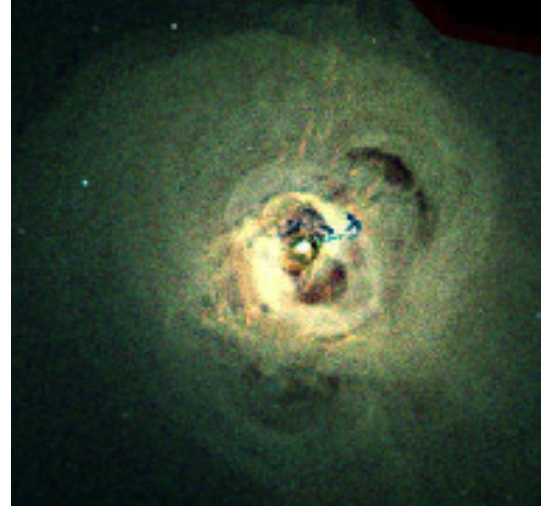


図 2.1.2: X 線で見たペルセウス銀河団 [6]

2.2 Intracluster Medium(ICM)

2.2.1 X 線放射機構

ICM は X 線で観測されるほど高温である。その放射は高温プラズマからの熱的制動放射と重元素イオンからの輝線放射から成る。高温プラズマとは完全電離したイオンと電子が熱運動している状態を指す。

熱的制動放射とは、電子がイオンからのクーロン力によって軌道を曲げられた場合に光子を放射する現象をいう。熱的制動放射のエネルギー放射率は

$$\frac{dW_{beam}(T_e, \nu, Z_i)}{dV dt d\nu} = \frac{2^5 \pi Z_i^2 e^6}{3 m_e c^3} \sqrt{\frac{2\pi}{3 k_B m_e}} n_e n_i T_e^{-1/2} e^{-h_p \nu / k_B T_e} \bar{g}_{ff}(T_e, \nu) \quad (2.2.1)$$

と表される。ここで n_e は電子数密度、 n_i はイオン i の数密度、 T_e は電子温度、 $\bar{g}_{ff}$ はガウント因子を電子の速度について平均した量である。式 (2.2.1) を周波数積分すると、電荷 Z_i をもつイオンと電子の散乱による全放射率が求まり、

$$\frac{dW_{beam}(T_e, Z_i)}{dV dt} = \frac{2^5 \pi e^6}{3 h_p m_e c^2} \left(\frac{2\pi k_B T_e}{3 m_e c^2} \right)^{1/2} Z_i^2 n_e n_i \bar{g}_B(T_e) \quad (2.2.2)$$

$$= 1.43 \times 10^{-29} \bar{g}_B(T_e) Z_i^2 \left(\frac{T_e}{10^8 \text{K}} \right)^{1/2} \times \left(\frac{n_e}{10^{-3} \text{cm}^{-3}} \right) \left(\frac{n_i}{10^{-3} \text{cm}^{-3}} \right) \text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-3} \quad (2.2.3)$$

となる。ここで $\bar{g}_B$ は $\bar{g}_{ff}$ を周波数について平均した量で、1.1~1.5 の値をとる。式 (2.2.2) をイオンの種類について足し上げると全 X 線放射率が得られ、

$$\frac{dW_{beam}(T_e)}{dV dt} = \Lambda_{beam}(T_e) n_e^2 \quad (2.2.4)$$

となる。ここで $\Lambda_{beam}(T_e)$ は熱的制動放射に対する冷却関数と呼ばれ、 $T_e^{1/2}$ に比例する温度依存性をもつ。

輝線放射とは、原子中の高いエネルギー状態にある電子が低いエネルギー状態に遷移する時に、その差分のエネルギーの光子を放射する現象をいう。ICM 内では電子との衝突が励起の主要過程となることが多い。原子によって電子のとりうるエネルギー状態が決まっているため、輝線放射のエネルギーの大きさによってどの元素からの放射かを同定することができる。ICM は高温であり、重元素（O, Ne, Mg, Si, S, Fe など）の電子はほとんど電離しているため、ICM での輝線放射は重元素イオンによるものである。ICM の温度は K 殻イオン化ポテンシャルと同程度であるため、多くの重元素は H/He-like なイオンか、完全電離された状態となっている。例えば He-like な Fe-K α 線の 6.7keV の輝線などが代表的である。

銀河団内での輝線放射エネルギー放射率は

$$P_{line} = f_{line}(T_e) Z n_e^2 = \Lambda_{line}(T_e, Z) n_e^2 \quad (2.2.5)$$

と表せる。ここで $f_{line}(T_e)$ は熱平衡・衝突電離平衡のもとで温度の関数として遷移ごとに決まる。また $\Lambda_{line}(T_e, Z)$ はこの遷移に対する冷却関数である。

以上のことから、熱制動放射と輝線放射の両成分の全 X 線放射光度は半径 R を用いて

$$L_X = \int \Lambda(T(R), A(R)) n_e^2 dV \quad (2.2.6)$$

と表せる。ここで $\Lambda(T(R), A(R)) (= \Lambda_{beam} + \Lambda_{line})$ は温度 T と重元素アバンダンス A の関数である冷却関数、 $\int n_e^2 dV$ は emission measure である。[3][7]

2.2.2 β モデル

ICM の密度を記述するモデルとして、一般に β モデルが用いられる。 β モデルとは球対称の分布で、自己重力系に束縛された ICM が、等温で静水圧平衡が成り立つと仮定したモデルである。X 線観測の結果により、ICM の表面輝度は β モデルでよく再現できることが明らかとなっている。

静水圧平衡が成り立つという仮定から、ガスの圧力勾配と重力のつりあいについて

$$\nabla P_{gas} = -\mu m_p n_{gas} \nabla \phi \quad (2.2.7)$$

が成り立つ。ここで P_{gas} は ICM の圧力、 ϕ は重力ポテンシャル、 μ は陽子の質量 m_p に対する分子量、 n_{gas} は ICM のイオンと電子の両方を含むガスの数密度である。気体の状態方程式から ICM の圧力は

$$P = n_{gas} k_B T \quad (2.2.8)$$

となる。ICM が球対称分布であるという仮定から、式 (2.2.7) は

$$\frac{k_B T(R)}{\mu m_p} \frac{d \log n_{gas}(R)}{dR} = -\frac{d\phi(R)}{dR} \quad (2.2.9)$$

と書き換えることができ、この式は一般に、重力ポテンシャルを作り出している全物質の分布にも成り立つ。速度分散 $\sigma(R)$ と質量密度 $\rho(R)$ を用いると

$$\sigma^2(R) \frac{d \log \rho(R)}{dR} = -\frac{d\phi(R)}{dR} \quad (2.2.10)$$

と表せる。式 (2.2.9), (2.2.10) を比較することにより、ICM の数密度と重力物質の質量密度は $n_{gas} \propto \rho^\beta$ と関係づけられる。ここで β は

$$\beta \equiv \frac{\mu m_p \sigma^2}{k_B T} = 0.726 \left(\frac{\sigma}{10^3 \text{ km/s}} \right)^2 \left(\frac{T}{10^8 \text{ K}} \right)^{-1} \quad (2.2.11)$$

と定義され、ICM と重力物質の単位質量あたりのエネルギー比を表している。銀河団が自己重力系であるという仮定から、 ρ の作り出す自己重力ポテンシャルを ϕ とすると、ポアソン方程式から

$$\Delta \phi(R) = 4\pi G \rho(R) \quad (2.2.12)$$

が成り立つ。式 (2.2.10), (2.2.12) を満たす近似解は King(1962) によって与えられ、

$$\rho(R) = \rho_0 \left[1 + \left(\frac{R}{R_c} \right)^2 \right]^{-\frac{3}{2}} \quad (2.2.13)$$

となる (King model)。ここで ρ_0 は中心の質量密度、 R_c はコア半径である。よって ICM の密度分布は

$$n_{gas}(R) = n_0 \left[1 + \left(\frac{R}{R_c} \right)^2 \right]^{-\frac{3}{2}\beta} \quad (2.2.14)$$

となる。これが β モデルと呼ばれるものであり、 β は密度分布の傾きを表すパラメータとなる。式 (2.2.6) で表されるように、ICM の単位体積あたりの X 線放射光度は $\Lambda(T, A)n_e^2$ である。実際に X 線観測を行う場合は、この放射を視線方向に沿って足し合わせたものとなる。よって式 (2.2.14) から、実際に観測される X 線輝度分布は

$$S(r) = 2 \int_0^\infty \Lambda(T, A)n_{gas}^2 dl = S_0 \left[1 + \left(\frac{r}{R_c} \right)^2 \right]^{-\frac{3}{2}\beta + \frac{1}{2}} \quad (2.2.15)$$

となる。ここで r は 2 次元に投影したときの半径である。また S_0 は

$$S_0 = \Lambda(T, A)\sqrt{\pi} \left(\frac{n_e}{n_p} \right) n_0^2 R_c \frac{\Gamma(3\beta - \frac{1}{2})}{\Gamma(3\beta)} \quad (2.2.16)$$

であり、 n_0^2 に比例した定数である。この関係から、X 線輝度分布により ICM の密度分布を求めることができる。ICM の密度分布が分かれば、ICM の全質量は

$$M_{gas}(R) = \int_0^R 4\pi R'^2 \mu m_p n_{gas}(R') dR' \quad (2.2.17)$$

の積分を行うことで求めることができる。

ICM の分布は厳密には β モデルからずれていることが多いが、その場合でも静水圧平衡 (式 (2.2.10)) を仮定することで、ICM の温度 $T(R)$ 、密度 $n(R)$ の分布により重力質量を求めることができる。[7]

2.3 ICM の乱流

2.3.1 乱流

粒子の平均自由行程よりも大きな空間スケール、また、緩和時間よりも長い時間スケールにおいて、粒子の集団は流体とみなすことができる。さらに ICM では、粒子間の電磁相互作用エネルギーと運動エネルギー

ギーの比が非常に小さいので、理想流体が良い近似となる。ICM を流体として記述する場合、粘性を考える必要があり、粘性応力 F_{vis} は

$$F_{vis} = \eta \left(\nabla^2 \mathbf{v} + \frac{1}{3} \nabla \nabla \cdot \mathbf{v} \right) \quad (2.3.1)$$

と表せる。ここで η は動粘性度であり、ICM の粘性を表す。粘性度が分かればレイノルズ数 R_e を記述できる。レイノルズ数とは

$$R_e \equiv \frac{\rho v l}{\eta} \quad (2.3.2)$$

で定義される。ここで ρ は密度、 $\mathbf{v}$ は流れの速度、 l は対象のスケールである。レイノルズ数は無次元量で、この値が大きいと乱流が生じやすい。また式 (2.3.2) は

$$R_e \approx 3M \left(\frac{l}{\lambda_i} \right) \quad (2.3.3)$$

と表せる。ここで M はマッハ数であり $M \equiv v/c_s$ (C_s は音速) で定義される。ICM でのレイノルズ数を考えると、銀河団同士の衝突で $M \approx 1$ 、銀河団の大きさ $l = 0.5 - 3.0$ Mpc、電子またはイオンの平均自由行程 λ_i は

$$\lambda_i \approx 23 \text{ kpc} \left(\frac{T}{10^8 \text{ K}} \right)^2 \left(\frac{n_e}{10^3 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1} \quad (2.3.4)$$

より、レイノルズ数は $R_e \approx 100$ となる。[7]

2.3.2 ICM の乱流速度

中心銀河の AGN ジェットや銀河団同士の衝突・合体などにより、銀河団内の ICM にエネルギーが放出されている。そのエネルギーは ICM の熱エネルギーとなるため、ICM は X 線で観測されるほど高温となっている。さらに、熱エネルギーとならなかったエネルギーによって ICM の乱流が生じていると考えられている。

乱流の速度の大きさに制限をつけることは重要である。例えば、乱流は自己重力と拮抗する圧力となるため、不定性が大きいと銀河団の質量や質量構成にも影響する。ICM の乱流速度の制限をつけることで、銀河団の形成の歴史、銀河団の質量構成、高エネルギー粒子の加速機構の解明につながる。

2.3.3 ドップラー幅

乱流を探る方法として、1 つ目にドップラー幅を用いる方法がある。これは乱流によりイオンが運動することで、観測するライン幅がドップラー効果により幅をもつことを利用する方法である。

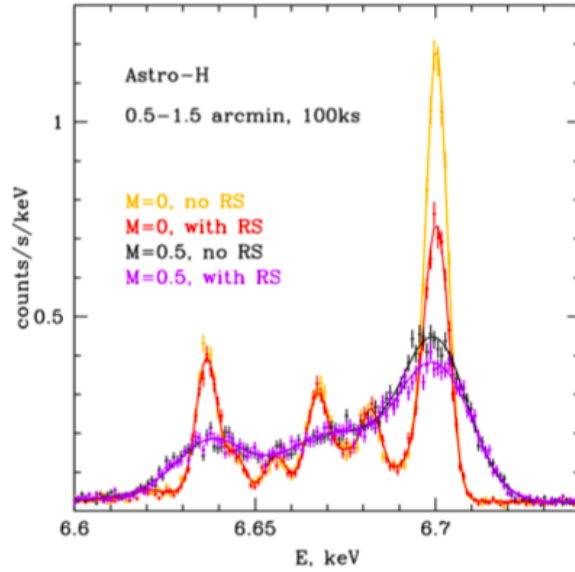


図 2.3.1: ペルセウス銀河団の 6.7keV 付近の ASTRO-H シミュレーションによる X 線スペクトル。黄:乱流の平均マッハ数 $M=0$ (乱流なし), 共鳴散乱なし, 赤: $M=0$, 共鳴散乱あり, 黒: $M=0.5$, 共鳴散乱なし, 紫: $M=0.5$, 共鳴散乱あり [8]

図 2.3.1 に、ペルセウス銀河団の中心 0.5-1.5 分角を 100ks で観測した場合の ASTRO-H のシミュレーション結果を示す。黄と黒のスペクトルを比較すると、乱流のない黄のスペクトルに比べ、乱流のある黒のスペクトルは広がっていることがわかる。これは乱流によるドップラー効果の影響であり、ドップラー幅を調べることで ICM の運動の大きさを知ることができる。ASTRO-H は分解能がよいので、ドップラー幅から直接的に ICM の運動の大きさを調べることができると期待されている。

しかしドップラー幅を用いるだけでは、ICM が運動していることは分かるが、その運動の様子についてはわからない。図 2.3.2 に銀河団内の運動の様子の模式図を示す。銀河団の運動の例としては、銀河団全体がバルク運動(回転、並進)をしている場合や銀河団同士の衝突による運動、ガス粒子の細かな運動などが挙げられる。乱流の大きさを調べるためには銀河団内の運動を区別するために、ドップラー幅とは独立な他の情報を利用する必要がある。[7]

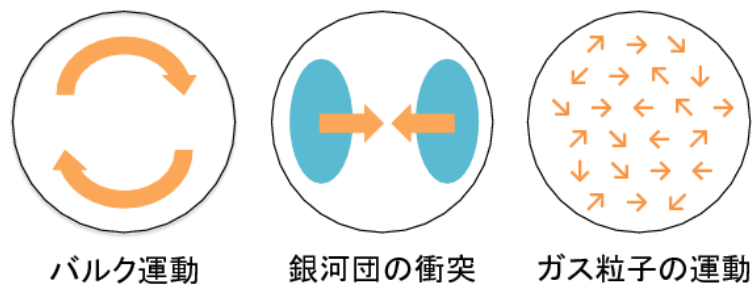


図 2.3.2: 銀河団内の運動の様子

2.3.4 共鳴散乱

ドップラー幅とは独立な情報として、ICM での乱流の情報を得るために共鳴散乱を用いる方法がある。これは乱流により共鳴散乱の散乱断面積が変化することに着目し、輝線の強度比を用いて乱流の大きさを調べる方法である。

共鳴散乱とは、以下の過程によって光子が見かけ上散乱されて見える現象である。重元素イオンの電子の遷移エネルギーと同じ大きさのエネルギーを持つ光子がイオンに入射した場合を考える。このとき共鳴が生じ、電子は光子を吸収して励起される。電子が元のエネルギー状態に戻る時に入射光子と同じエネルギーを放射するが、一様等方に放射されるため散乱されたように見える。

共鳴散乱断面積は

$$\sigma_{RS} = \frac{\pi e^2}{m_e \nu_0} f_{12} \sqrt{\frac{m_i}{2\pi kT}} \exp\left[-\frac{m_i c^2 (\nu_{RS} - \nu_0)^2}{2kT \nu_0^2}\right] [\text{cm}^2] \quad (2.3.5)$$

で表される [10]。ここで m_i はイオン i の質量、 f_{12} は振動子強度、 ν_0 は散乱された光子の振動数である。式 (2.3.5) は CGS 静電単位系を用いており、光速 c を用いて電気素量 e は $e [\text{esu}] = e [\text{C}] \times c [\text{cm/s}] \times 10^{-1}$ である。

式 (2.3.5) から、入射光子の振動数が共鳴振動数に近づく時に散乱断面積が大きくなることがわかる。また振動子強度は共鳴エネルギーに対して決まっているが、振動子強度が大きいほど断面積も大きくなる。表 2.3.1 に主な Fe-K ラインの共鳴エネルギーと振動子強度の関係を示した表を示す。表 2.3.1 より、共鳴エネルギーが 6.7keV である $1s^1 2p^1 {}^1P_1$ の Fe-K α の振動子強度が大きく、共鳴エネルギー付近では共鳴散乱断面積が大きくなることがわかる。

表 2.3.1: 共鳴エネルギーと振動子強度 [9]

Ion	upper level		$E_{RS} [\text{keV}]$	f_{12}
Fe ²⁴⁺	$1s^1 2p^1 {}^3P_1$	K α	6.6684925	0.0687
Fe ²⁴⁺	$1s^1 2p^1 {}^1P_1$	K α	6.7011266	0.703
Fe ²⁵⁺	$2p^1 {}^2P_{1/2,3/2}$	K α	6.9519639, 6.9731781	0.44
Ni ²⁶⁺	$1s^1 2p^1 {}^3P_1$	K α	7.7668938	0.0883
Ni ²⁶⁺	$1s^1 2p^1 {}^1P_1$	K α	7.8062340	0.683
Fe ²⁴⁺	$1s^1 3p^1 {}^1P_1$	K β	7.8820244	0.138
Ni ²⁷⁺	$2p^1 {}^2P_{1/2,3/2}$	K β	8.0731039, 8.1017429	0.44
Fe ²⁵⁺	$3p^1 {}^2P_{1/2,3/2}$	K β	8.2636944, 8.2526875	0.046

銀河団内での X 線の散乱は、主にトムソン散乱と共鳴散乱である。通常はトムソン散乱断面積の方が共鳴散乱断面積に比べて大きい、入射光子が共鳴エネルギー付近であれば共鳴散乱断面積が数桁大きい。例として $\nu_{RS} = \nu_0 \pm kT/h$, $kT = 4\text{keV}$ の場合を考える。トムソン散乱断面積は入射光子のエネルギーによらず一定で、

$$\sigma_T = \frac{8\pi}{3} r_0^2 = 6.65 \times 10^{-25} [\text{cm}^2] \quad (2.3.6)$$

である。ここで r_0 は古典電子半径 ($r_0 = 2.28 \times 10^{-13} [\text{cm}]$) である。共鳴散乱断面積は式 (2.3.5) より、 $m_e = 9.11 \times 10^{-28} [\text{g}]$ 、 $kT = 3 [\text{keV}]$ 、 $\nu_0 = 6.7 [\text{keV}]$ に対してそれぞれの値を代入すると

$$\sigma_{RS} = 2.7 \times 10^{-17} \times f_{12} [\text{cm}^2] \quad (2.3.7)$$

となり、トムソン散乱断面積に比べ 10 桁程度大きくなることがわかる。また、銀河団 ICM の光学的厚さは式 (2.2.14) より、トムソン散乱については

$$\tau_T = \int_0^{R_{max}} n_{gas} \sigma_T dR \quad (2.3.8)$$

で求められ、共鳴散乱については

$$\tau_{RS} = \int_0^{R_{max}} A_i n_{gas} \sigma_{RS} dR \quad (2.3.9)$$

で求められる。典型的に $\int n_{gas} dR$ は $A_i = 4.68 \times 10^{-5}$ 、 $n_0 = 0.01 [\text{cm}^{-3}]$ 、 $R_c = 100 [\text{kpc}]$ 、 $\beta = 0.6$ により、 $0.03 \times 3 \times 10^{23} [\text{cm}^{-2}]$ 程度となる。よって

$$\tau_T = 5.9 \times 10^{-3} \quad (2.3.10)$$

$$\tau_{RS} = 22.8 \quad (2.3.11)$$

となり、光学的厚さが 1 より大きい共鳴散乱は銀河団 ICM で起きやすいと言える。

乱流がない場合は入射光子のエネルギーによって散乱断面積が決まる。しかし乱流がある場合は、乱流によって散乱体である重元素が運動をするため光子のエネルギーがドップラーシフトする。よって ICM 静止系での入射光子のエネルギーが共鳴エネルギー付近であってもドップラーシフトによって共鳴散乱断面積のピークからずれてしまい、散乱しにくくなる。図 2.3.1 の黄と赤のスペクトルを比較する。黄の共鳴散乱がない場合に比べ、赤の共鳴散乱がある場合では強度変化のある輝線が存在する。6.7keV にピークをもつ He-like な Fe-K α 線について比較すると強度変化が大きい、他のラインは強度変化がほとんどない。これは 6.7keV のラインの共鳴散乱断面積が大きく、他のラインはほとんど共鳴散乱をしないためである。よって乱流の大きさを調べるためには、乱流による影響を受けやすい 6.7keV のラインに対して他のラインの強度比を調べればよい。以下で強度比について述べる場合、振動子強度の大きい 6.7keV の He-like な Fe-K α ラインに対する他ラインとの比を指すこととする。

銀河団全体を観測した場合には散乱は等方的であるため強度比の変化はないが、銀河団の中心を観測すると、共鳴散乱された光子が観測者の元に届かないため、強度比が減少する。よってシミュレーションにより乱流の大きさを变化させてそれぞれの強度比を求め、実際に観測によって得られるスペクトルから求めた強度比を比較することにより、乱流の大きさに制限をつけることができる。

第3章 Geant4による共鳴散乱のモンテカルロシミュレーション

3.1 モンテカルロシミュレーションの意義

単純な条件下での共鳴散乱の効果については積分によって求めることができる。しかし本研究で行う銀河団内における散乱についてはICMの密度の非等方性や、非等方のドップラー効果など、複雑な条件を満たさなければならない。モンテカルロシミュレーションであれば様々な条件下で反応の再現をすることが可能であり、シミュレーションによって反応を追うことは有効であると言える。モンテカルロシミュレーションとは、モンテカルロ法という、乱数を用いたシミュレーションである。本研究ではGeant4を用いてモンテカルロシミュレーションを試みた。

3.2 シミュレーションツール Geant4 について

Geant4とは、粒子（陽子、電子、光子など）が物質中を通過する際に生じる相互作用過程を、モンテカルロ法を用いて正確にシミュレーションする大規模ソフトウェア・パッケージである。高エネルギー物理学におけるシミュレーションの世界標準ツールキットであるが、宇宙や宇宙線、医療、加速器などの分野でも世界的に使われている。また、Geant4はC++で記述されており、ツールキットという形式で提供される。ツールキットとはユーザが自らのシミュレーションを作る際に必要なC++クラスをまとめたパッケージで、粒子の定義や相互作用過程、反応追跡ツールなどが用意されており、広範なユーザ要求に対応可能となっている。[11]

上記で述べたように、本研究のシミュレーションは複雑な条件下で行わなければならない。Geant4は本研究のシミュレーションの条件を設定することが比較的容易にでき、正確なシミュレーションを行うことができるため、Geant4を用いてシミュレーションを試みた。

3.3 シミュレーションの流れ

シミュレーションを行う際には、シミュレーションを行う場所や反応に用いる物質の定義、反応の素過程、粒子の追跡などの記述を行う必要がある。上記でも述べたように、Geant4ではすでに用意されたパッケージがあるので、設定したいシミュレーションの条件に合うようにパッケージを用いてシミュレーションを構築していく。銀河団における散乱のシミュレーションを行う際には、反応物質を宇宙空間のICMとし、反応過程として散乱断面積の計算を行う。ただし、共鳴散乱の反応過程については自分で組み込まなければならない。

Geant4 は C++ で記述されており、クラスと呼ばれる、ある機能をもったプログラム群を単位として構成される。クラスに機能ごとのプログラムを記述し、クラスを組み合わせ、使い分けることで複雑なプログラムを構成することができる。シミュレーションには DetectorConstruction(構造物)、PhysicsList(粒子と物質の相互作用)、PrimaryGeneratorAction(事象初期条件) の 3 つのクラスが必ず必要で、最上位のマネージャークラスである RunManager(条件設定、複数事象の管理) に渡すことでシミュレーションが開始可能となる。[11]

3.4 シミュレーションプログラム構築

本研究では geant4.9.6.p02 version を用いた。2007 年梅木卒業論文 [7] で開発された銀河団内の共鳴散乱についてのシミュレーションコード (geant4.08.01 version) を本研究の version に組み込み、ASTRO-H のサイエンスに向けて改良を加えた。

以下に本研究で用いた主なクラス、ツールキットについて説明する。

DetectorConstruction

構造物を構成するクラス。今回は構造物として ICM と光子検出用の鉛球殻を構成。

G4Spere…球殻を用意。ICM は球殻を重ねて記述し、その外側を球殻状の鉛検出器で覆った。

G4LogicalVolume…構成要素 (元素組成、密度、温度など) を決定。

G4PVPlacement…球の座標の設定。

PhysicsList

シミュレーションで起こりうる物理過程の記述を行うクラス。Geant4 のツールキットを用いて反応を組みこみ、平均自由行程の短いものから反応が起こる。共鳴散乱の反応過程については自分で組み込んだ。

PrimaryGeneratorAction

入射粒子の設定を行うクラス。粒子の種類やエネルギー、方向などを決めることができる。

G4ParticleGun…入射粒子を発生。

EventAction

1 イベント (入射粒子が物質中を通過した際に生じる全ての物理現象) ごとの結果の取得や出力の設定を行うクラス。

Scattering

散乱の記述を行うクラス。本研究ではトムソン散乱と共鳴散乱について散乱過程や平均自由行程の記述を行った。

本研究で構築したシミュレーションでは 第 3.4.1 節: イベントごとの光子の反応 (Scattering)、第 3.4.2 節: ICM のジオメトリや組成比の構成 (DetectorConstruction)、第 3.4.3 節: 入射光子の発生方法 (PrimaryGeneratorAction)、第 3.4.4 節: 光子の検出方法 (EventAction) の記述が重要となる。以下の節にそれぞれの記述内容について説明する。

3.4.1 反応の記述 (Scattering)

Scattering のクラスにはシミュレーションで起こりうる散乱 (反応) について、主に散乱断面積や散乱方向を記述する。散乱断面積の記述ができれば平均自由行程を求めることができ、シミュレーションが行える。第 2.3.4 節でも述べたように、銀河団内の X 線の散乱は主にトムソン散乱と共鳴散乱である。トムソン散乱はコンプトン散乱の低エネルギー極限であることから、本研究のシミュレーションではすでに用意された G4LECS(Geant4 Low-Energy Compton Scattering)[12] というパッケージのアルゴリズムに共鳴散乱の記述を組み込むことで銀河団内の反応の再現をした。

トムソン散乱とは、低エネルギー光子と静止電子との散乱で、電子が入射光に伴う電場により振動し、電子から入射光と同じ振動数の電磁波が放射される古典的な散乱である。トムソン散乱断面積はコンプトン散乱断面積の低エネルギー極限をとれば良い。コンプトン散乱断面積はクライン・仁科の式より

$$\sigma = 2\pi r_0^2 \frac{1}{x} \left[\left(1 - \frac{4}{x} - \frac{8}{x^2} \right) \log(1+x) + \frac{1}{2} + \frac{8}{x} - \frac{1}{2(1+x^2)} \right] \quad (3.4.1)$$

である。ここで $x = 2k_0/(m_e c^2)$ であり、 k_0 は入射光子のエネルギーである。よって、 $x \ll 1$ として低エネルギー極限をとると

$$\sigma = \frac{8\pi}{3} r_0^2 (1-x) = \sigma_T (1-x) \quad (3.4.2)$$

となり、トムソン散乱断面積 (2.3.6) に帰着する。

共鳴散乱とは、第 2.3.4 節で述べたような散乱であり、共鳴散乱断面積は

$$\sigma_{RS} = \frac{\pi e^2}{m_e \nu_0} f_{12} \sqrt{\frac{m_i}{2\pi kT}} \exp \left[-\frac{m_i c^2 (\nu_{RS} - \nu_0)^2}{2kT \nu_0^2} \right] [\text{cm}^2] \quad (2.3.5)$$

である。本研究では表 2.3.1 の 11 本のラインについて組み込んだ。

Scattering のクラスでは乱流の効果も加える。一様等方の乱流の効果を加えると、式 (2.3.5) はドップラーシフトにより [14]

$$\sigma_{RS} = \frac{\pi e^2}{m_e \nu_0} f_{12} \sqrt{\frac{m_i}{2\pi \Delta E}} \exp \left[-\frac{m_i c^2 (\nu_{RS} - \nu_0)^2}{2\Delta E \nu_0^2} \right] [\text{cm}^2] \quad (3.4.3)$$

となる。ここで ΔE は

$$\begin{aligned} \Delta E &= kT \left(\frac{E_0}{m_i c^2} + \frac{v_{turb}^2}{c^2} \right)^{1/2} \\ &= kT \left[\frac{E_0}{m_i c^2} \left(1 + 1.4 \frac{m_i}{m_p} M^2 \right) \right]^{1/2} \end{aligned} \quad (3.4.4)$$

であり、 v_{turb} は乱流の平均速度、 M はマッハ数である。

散乱断面積が決まると平均自由行程を求めることができる。平均自由行程 l は

$$l = (n_e A F_i \sigma)^{-1} \quad (3.4.5)$$

である。ここで n_e は電子の数密度、 A は共鳴する重元素イオンのアバンダンス、 F_i は重元素の原子全体に対する共鳴する i 価のイオンの存在比、 σ は全散乱断面積で $\sigma = \sigma_T + \sigma_{RS}$ である。アバンダンス A とは、天体における各イオン/水素の個数比のことである。表 3.4.1 に重元素アバンダンスを載せる。イオン

の存在比 F_i は温度に依存する。図 3.4.2 は鉄のイオン存在比のグラフである。温度によって電離度が異なり、高温になるほど重元素の電子は剥ぎ取られ価数が増えるため、図 3.4.2 のように高温になると Fe^{24+} に比べ Fe^{25+} が増える。

図 3.4.1: 重元素アバンダンス

H	1.00
He	9.77×10^{-2}
Si	3.55×10^{-5}
Fe	4.68×10^{-6}
Ni	1.78×10^{-6}

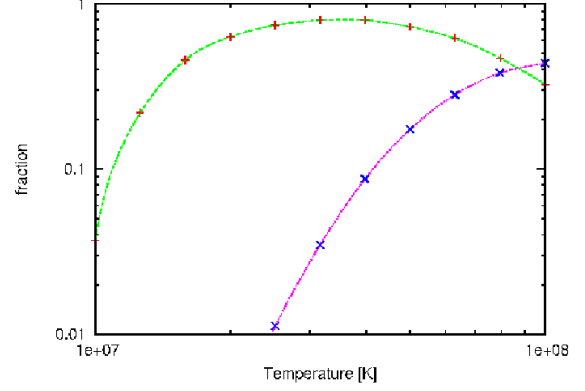


図 3.4.2: Fe^{24+} (緑) と Fe^{25+} (紫) の温度に対するイオンの存在比

3.4.2 ICM の構成の記述 (DetectorConstruction)

DetectorConstruction のクラスには ICM の物理状態や組成を記述する。ICM の密度と温度分布は半径によって異なる。今回のシミュレーションでは、ペルセウス銀河団内 ICM の半径 $r[\text{kpc}]$ に対する分布のモデル式 [14]

$$n_e(r) = \frac{4.6 \times 10^{-2}}{[1 + (r/57\text{kpc})^2]^{1.8}} + \frac{4.8 \times 10^{-3}}{[1 + (r/200\text{kpc})^2]^{0.87}} [\text{cm}^{-3}] \quad (3.4.6)$$

$$T_e(r) = 7 \frac{[1 + (r/71\text{kpc})^3]}{[2.3 + (r/71\text{kpc})^3]} [\text{keV}] \quad (3.4.7)$$

を用いた。また、アバンダンスについては図 3.4.3 のようなモデルを用いた。図 3.4.3 は銀河団内のアバンダンスの半径ごとの分布を示したもので、(a) 半径によらず一様な分布 (b) 半径が大きくなるにつれアバンダンスが減少する分布 (c) 50kpc あたりでピークを持ち減少する分布 の 3 つが考えられる。(c) の分布が Chandra や XMM-Newton の観測結果と最もよくあうことから、(c) の分布モデルを組み込んだ。[14]

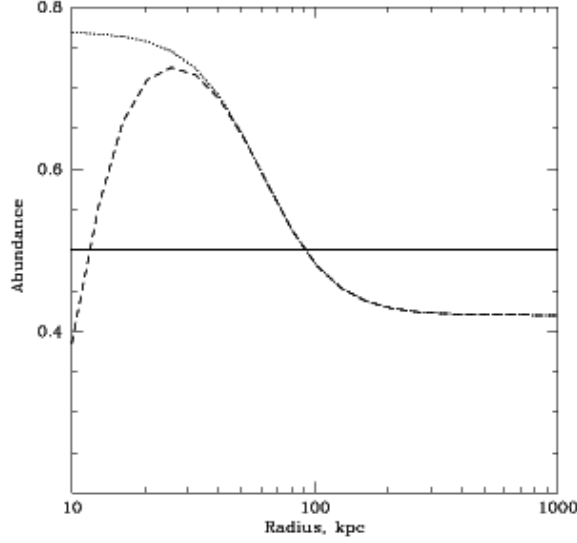


図 3.4.3: 銀河団内のアバンドランスのモデル [14]

Geant4 では連続的な分布の記述をすることができない。よって今回はペルセウス銀河団の半径である約 400kpc までを 36 分割して 36 枚の球殻を用意し、それぞれの球殻で温度、密度、アバンドランスを半径ごとに決め、重ね合わせることで球を作った。また、ICM は希薄であるため、Geant4 で扱える数密度 n の密度下限を下回ってしまう。そこで、散乱確率 $P = n\sigma L$ (L は粒子の走る距離) が保たれるように

$$\begin{aligned} L : 1 \text{ kpc} (= 3.0857 \times 10^{21} [\text{cm}]) &\rightarrow 100 [\text{cm}] \\ n : 1 [\text{cm}^{-3}] &\rightarrow 3.0857 \times 10^{19} [\text{cm}^{-3}] \end{aligned}$$

とスケーリングした。ペルセウス銀河団の明るい部分の半径は約 400kpc であり、地球からの距離は約 80Mpc であるため、銀河団の半径を $4 \times 10^4 [\text{cm}]$ 、検出器である鉛球殻を半径 $2.13 \times 10^7 [\text{cm}]$ として用意した。つまり銀河団と鉛球殻との位置関係は、実際のペルセウス銀河団と検出器との位置関係に相当する。

3.4.3 光子発生 の記述 (PrimaryGeneratorAction)

PrimaryGeneratorAction のクラスには光子の発生方法や位置の記述を行う。ICM の単位体積あたりの X 線放射光度は n_{gas}^2 に比例する。ここで n_{gas} は第 3.4.2 節で示した β モデルで表す。 n_{gas}^2 に球殻の体積ファクター R^2 をかけることで ICM の動径方向の放射分布が得られる。よって $R^2 n_{gas}^2$ に従う分布で光子を発生させるため、逆変換法と棄却法を用いて乱数を振り、一様等方に発生させる。逆変換法は乱数を用いてある分布関数に従う分布を発生させる方法で、棄却法は逆変換法を行う際に用いる、発生させた数の採用を決める方法である。例えば、(0,1) の範囲に発生させた乱数をもとに分布関数 $f(x)$ に従う乱数 x を発生させたいとする。 $f(x)$ の積分をとると

$$F(a) = \int_{a_{min}}^{a_{max}} f(x) dx \quad (3.4.8)$$

であるが、ここで $(F(a_{min}), F(m_{max}))$ の一様乱数 r を発生させることはできる。もし F の逆関数 F^{-1} があれば、変換

$$x = F^{-1}(r) \quad (3.4.9)$$

によって分布関数 $f(x)$ に従う分布を得ることができる。これが逆変換法である。しかし、逆変換法で用いる F^{-1} が必ず求まるとは限らない。そこで、発生が用意な分布の $g(x)$ の定数倍 $Cg(x)$ によって分布 $f(x)$ を完全に包む。よって $f(x)$ に従う乱数 x を発生させるには

- (1) $g(x)$ にしたがって x を発生させる。
- (2) $f(x)$ と $Cg(x)$ を計算する。(0,1) の乱数 u を発生させ、
 - (a) $f(x) < uCg(x)$ なら x を棄却して (1) からやり直し
 - (b) $f(x) > uCg(x)$ なら x を採用

のように行う。これが棄却法である。[13]

また、光子の発生については2種類の記述をした。行いたいシミュレーションによって発生方法を変更する。1つは乱数を用い、あるエネルギーの範囲で一様等方に光子を発生させる記述である。もう1つはラインのエネルギーをピークにもつ分散 σ が

$$\sigma = \sqrt{\frac{kT}{m_i c^2}} \nu_0 \quad (3.4.10)$$

のガウス分布で光子を発生させる記述である。現実には、さまざま要因によって輝線には広がりやずれが生じる。輝線のずれを生み出す主要因は、放射源と観測者の相対速度に伴うドップラー効果であり、輝線の広がりを生み出す要因には、各遷移に固有の自然幅やイオンの熱運動、乱流運動の視線速度の分散、検出器のエネルギー分解能によるものなどがある。[3] よってここではガウス分布にしたがうラインで記述する。記述したラインは表 2.3.1 の 11 本のラインである。

3.4.4 検出方法 (DetectorConstruction, EventAction)

シミュレーションを行う際に、検出することができない光子があるとシミュレーションの時間がかかる原因となってしまう。今回のシミュレーションでは検出効率をあげるため、球状の ICM を球殻状の鉛検出器で囲い、すべての光子を検出できるように工夫をした。鉛検出器と ICM との位置については第 3.4.2 節で記述した通りである。図 3.4.4 にシミュレーションでの位置関係、図 3.4.5 に実際の位置関係を載せる。図 3.4.5 のように、実際の検出器ではある位置からしか光子を得ることができないが、今回は球対称モデルなので図 3.4.4 のように ICM の全体を検出器で囲うことで全ての光子を得ることができる。

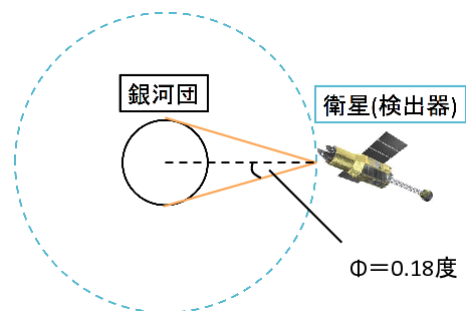
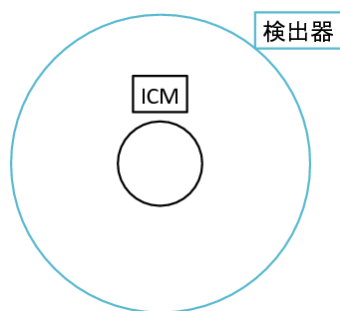


図 3.4.4: シミュレーションで構築した ICM と検出器 図 3.4.5: 実際の銀河団と衛星 (検出器) との位置関係
との位置関係

しかし、共鳴散乱はエネルギーの変化がなく光子が散乱される現象なので、中心で光子を発生させ、銀河団全体を検出器で囲って光子を検出すると、散乱された後の光子も検出することとなり、共鳴散乱がある場合とない場合とでスペクトルに変化が生じない。したがって、散乱した粒子と散乱していない粒子とを区別して検出しなければならない。よって光子を検出する際に、検出器に入射した光子の向きを用いて散乱の情報を得る。図 3.4.6 は中心で光子が発生して散乱が起きない場合、図 3.4.7 は中心で光子が発生して散乱が起きた場合の模式図である。図 3.4.6 のように散乱がない場合は、検出器に入射した向きと、入射点での法線との向きは等しくなる。散乱が起きていれば、図 3.4.7 のように、検出器に入射した向きと、入射点での法線との向きは異なり、角度 ϕ を持つ。光子を中心から発生させた場合には、検出器に入射した光子ごとに角度 ϕ の大きさを求め、角度の大きさによって検出を制御する。

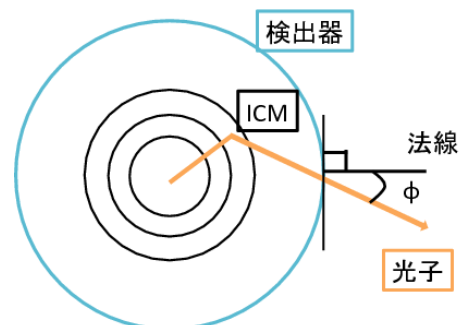
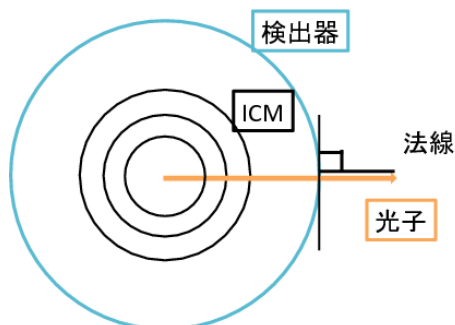


図 3.4.6: 中心で光子を発生させ、散乱が起きない場合 図 3.4.7: 中心で光子を発生させ、散乱が起きた場合

さらに角度 ϕ が分かると、光子がどの位置から到来したのかがわかる。実際には銀河団内では第 3.4.3 節の方法で光子を発生させ、ICM 内の様々な位置から放射する。図 3.4.8 に光子の到来方向と角度の関係の模式図を示す。図 3.4.8 より、角度が小さいほど中心位置付近からの光子であり、角度が大きいほど外側からの光子であることがわかる。実際の衛星で観測を行う場合、「銀河団の中心 1-2 分角での観測」のように角度を用いて銀河団内の位置を指定し、観測を行う。今回のシミュレーションでは実際の観測結果との比較も行うので、観測された領域と同じ領域でのシミュレーションデータを取得する際にも、角度 ϕ を用いて検出を制御する。

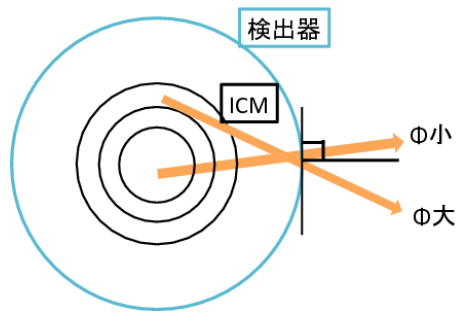


図 3.4.8: 光子の到来位置と角度の関係

3.5 共鳴散乱シミュレーション

3.5.1 散乱過程の動作確認

銀河団のシミュレーションを行う前に、組み込んだ反応が正常に起きるか確認を行った。

最初に散乱の記述が反映されているかを確認した。ICM 内の密度は小さいため、第 2.3.4 節で述べたように散乱回数は少ない。確認として ICM の密度を実際の密度の 100 倍に変更して散乱が起こりやすい状態にし、入射光子を銀河団中心から、乱数を用いて 6-9keV のエネルギーで光子を発生させ、9,000,000 個検出した。検出する粒子は $\phi > 0[\text{rad}]$ を除いて、つまり散乱された粒子を除いて検出した。図 3.5.1 にシミュレーションの結果を載せる。

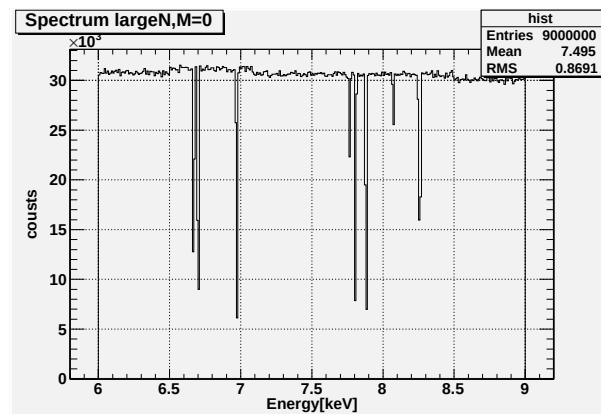


図 3.5.1: 密度を 100 倍にした場合のシミュレーション結果

図 3.5.1 より、振動子強度が大きく、共鳴散乱断面積の大きいエネルギーでカウント数が減っていることがわかる。これは共鳴散乱が生じていることを意味しており、シミュレーションはきちんと動作していると言える。

3.5.2 共鳴散乱の乱流による広がりの確認

次に乱流の効果が反映されているかを確認した。密度は ICM 内の密度に戻し、光子の発生、検出する光子の条件は第 3.5.1 節と同じとした。発生光子数はそれぞれ 10,000,000 個とした。乱流の効果としてマッハ数 $M = 0, 0.5, 1.0$ の場合をシミュレーションした。それぞれの結果を図 3.5.2, 3.5.3, 3.5.4 に載せる。

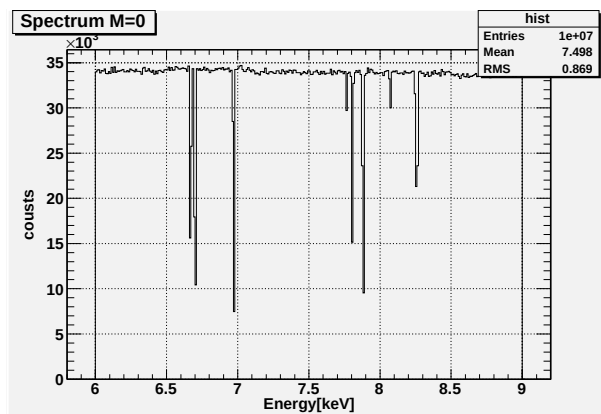


図 3.5.2: マッハ数 $M=0$ の時のシミュレーション結果

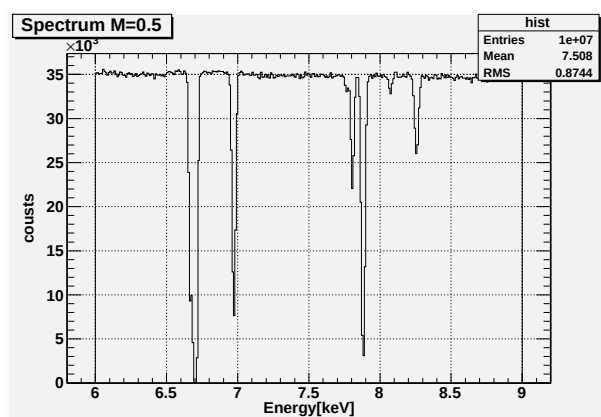


図 3.5.3: マッハ数 $M=0.5$ の時のシミュレーション結果

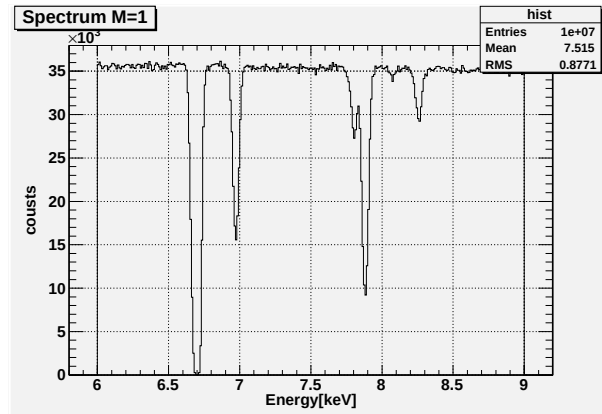


図 3.5.4: マッハ数 $M=1.0$ の時のシミュレーション結果

図 3.5.2, 3.5.3, 3.5.4 より、乱流が大きくなるほどライン幅が広がっていることがわかる。これは乱流によって観測される光子数が減っていることを意味する。よって乱流によるラインの広がりが確認できた。

3.5.3 共鳴散乱の反応位置の確認

次に、共鳴散乱の反応位置について確認する。ICM 内は中心ほど密度が大きくなるため、半径が小さい方が共鳴散乱が起きやすい。よって輝線は密度の高い中心部で減少し、外側で光子が観測されて見える。

まず、乱数を用いて 6-9keV のエネルギーで一様に発生させ、第 3.4.3 節の発生方法に従って銀河団内の様々な位置で光子を発生させ、共鳴散乱がある場合とない場合とでシミュレーションを行った。さらに、共鳴散乱の起きやすいラインのエネルギーを含む、6.65-6.75keV のエネルギーも持つ光子を 1,000,000 個取り出し、それぞれの比較を行った。このとき、シミュレーションにかかる時間を減らすため、検出器の半径を 10^6 [cm] とした。結果を図 3.5.5 に載せる。図 3.5.5 より、共鳴散乱あり (赤) は共鳴散乱なし (黒) に比べ、 1° 以内の光子数が減少し、外側で光子が観測されている。つまり、半径の小さい ICM の内側で共鳴散乱が生じていることがわかる。

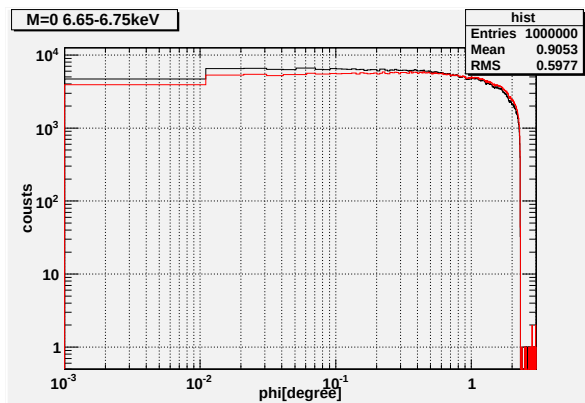


図 3.5.5: 6-9keV でエネルギーを発生させた場合の共鳴散乱あり (赤) と共鳴散乱なし (黒) の結果

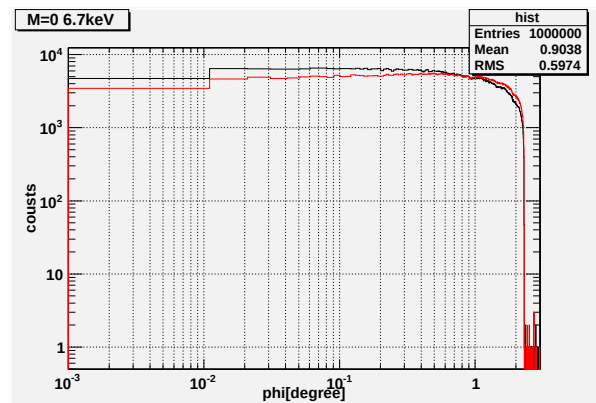


図 3.5.6: 6.7keV 付近でエネルギーを発生させた場合の共鳴散乱あり (赤) と共鳴散乱なし (黒) の結果

次に、発生させるエネルギーを変え、共鳴散乱断面積の大きい 6.7keV のライン付近のみで光子を発生させて、同様のシミュレーションを行い、比較した。結果を図 3.5.6 に載せる。上記の図 3.5.5 と同様に、中心部で共鳴散乱が生じていることがわかる。

3.5.4 反応過程の確認

反応の過程において、第 3.4.1 節のように散乱断面積や平均自由行程の記述を行った。そこで、それぞれのラインのエネルギーでの反応において、振動子強度やアバundanceが反映されているかを確認した。光子は第 3.4.3 節のように組み込んだ 11 本のラインをガウス分布に従い、銀河団全体から 10,000,000 個発生させた。検出した光子の ϕ が 1 分角以内、つまり中心方向から来た光子について共鳴散乱がある場合 (赤) とない場合 (黒) とで比較をした。図 3.5.7 に $\text{Fe}^{24+}\text{K}\alpha$ の 6.686keV と 6.701keV、図 3.5.8 に $\text{Fe}^{25+}\text{K}\alpha$ の 6.952keV と 6.973keV、図 3.5.9 に $\text{Ni}^{26+}\text{K}\alpha$ の 7.767keV と 7.806keV、図 3.5.10 に $\text{Fe}^{24+}\text{K}\beta$ の 7.882keV、図 3.5.11 に $\text{Ni}^{27+}\text{K}\beta$ の 8.073keV と 8.102keV、図 3.5.12 に $\text{Fe}^{25+}\text{K}\beta$ の 8.253keV と 8.264keV の結果を載せる。

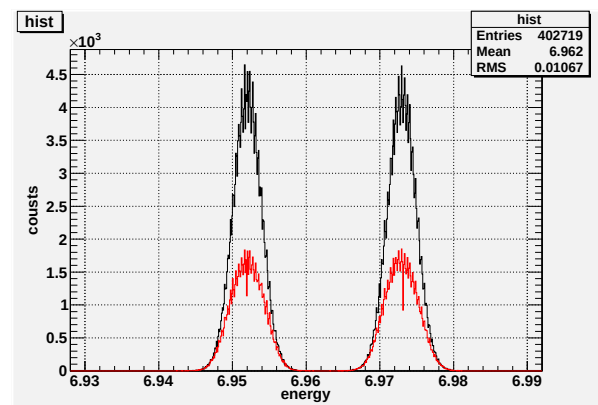
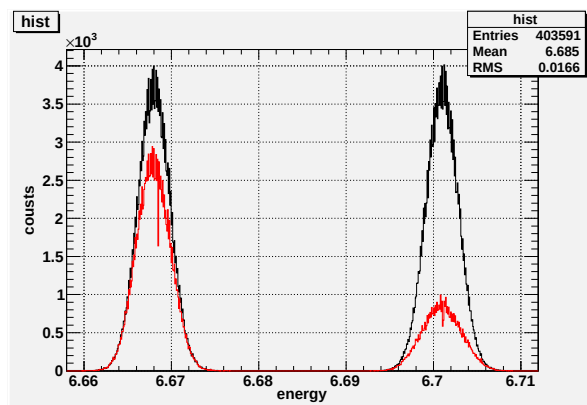


図 3.5.7: $\text{Fe}^{24+}\text{K}\alpha$ の 6.668keV と 6.701keV のラインの共鳴散乱あり (赤) と共鳴散乱なし (黒) の結果
図 3.5.8: $\text{Fe}^{25+}\text{K}\alpha$ の 6.952keV と 6.973keV のラインの共鳴散乱あり (赤) と共鳴散乱なし (黒) の結果

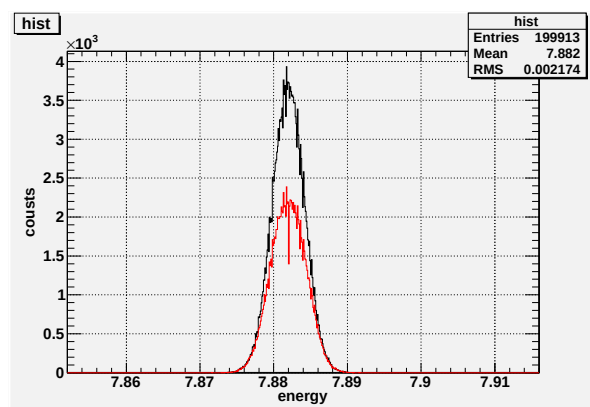
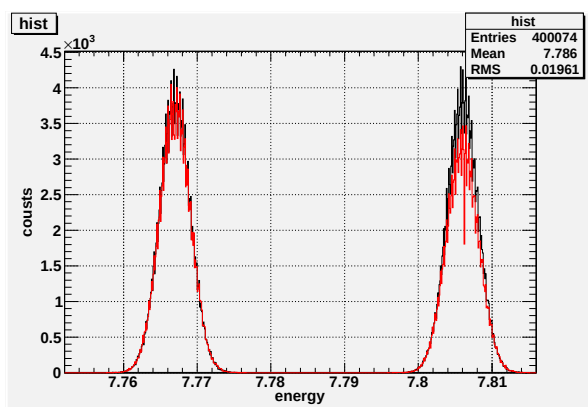


図 3.5.9: $\text{Ni}^{26+}\text{K}\alpha$ の 7.767keV と 7.806keV のラインの共鳴散乱あり (赤) と共鳴散乱なし (黒) の結果
 図 3.5.10: $\text{Fe}^{24+}\text{K}\beta$ の 7.882keV のラインの共鳴散乱あり (赤) と共鳴散乱なし (黒) の結果

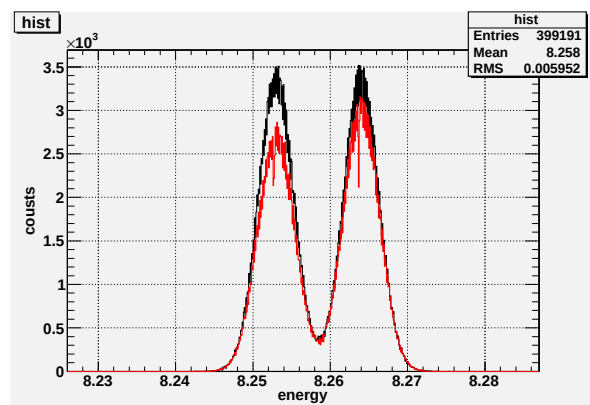
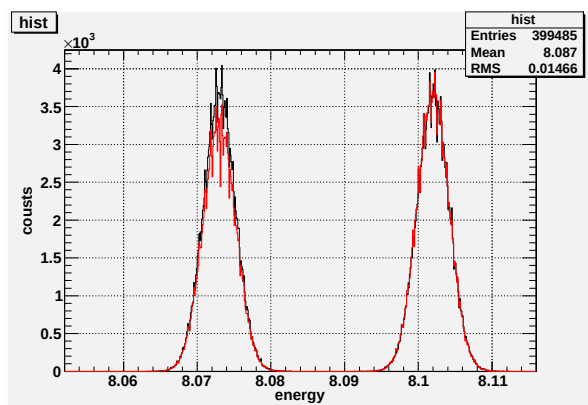


図 3.5.11: $\text{Ni}^{27+}\text{K}\beta$ の 8.073keV と 8.102keV のラインの共鳴散乱あり (赤) と共鳴散乱なし (黒) の結果
 図 3.5.12: $\text{Fe}^{25+}\text{K}\beta$ の 8.253keV と 8.64keV のラインの共鳴散乱あり (赤) と共鳴散乱なし (黒) の結果

さらにそれぞれのラインについて共鳴散乱がある場合とない場合で強度比を求め、比較をした。図 3.5.13 に Fe ライン (赤) と Ni ライン (黒) について載せた。

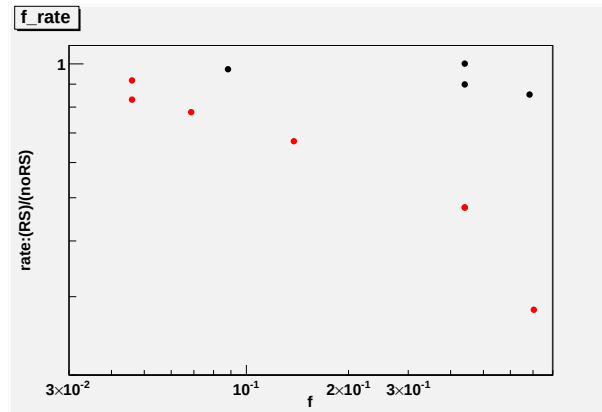


図 3.5.13: Fe(赤) と Ni(黒) の振動子強度に対するラインの強度比

図 3.5.13 より、振動子強度が大きいほど強度比は小さくなっている。これは振動子強度が大きいほど共鳴散乱断面積が大きくなることを反映しているといえる。また、振動子強度が同じ場合、エネルギーの大きいラインの方が強度比は大きくなっている。これはエネルギーの大きいラインの方が入射光子のガウシアンが広がるため、散乱断面積のピークからずれる光子が相対的に増え、散乱される光子数が減るからである。さらに、Fe と Ni とでは Fe の方が強度比が小さくなっている。これは Fe の方がアバundanceが 20 倍程度大きく、共鳴散乱断面積が大きくなることを反映している。よって組み込んだ反応過程はきちんと反映されていることが確認できた。

3.5.5 共鳴散乱の角度分布の確認

最後に、共鳴散乱の反応の角度分布の確認を行った。共鳴散乱は密度の高い中心部で多く生じ、密度の小さい外側で減ると考えられるので、反応が生じた光子について角度分布を調べた。

まず、6.7keV のラインのみ光子を発生させて角度分布の確認を行う。最初に ICM の中心から 100000 個の光子を発生させ、銀河団中心 1 分角以内から来た光子 ($\phi < 1$ 分角) について解析を行った。図 3.5.14 に中心から光子を発生させ、共鳴散乱がある場合 (赤)、共鳴散乱がない場合 (黒) のライン強度の比較、図 3.5.15 に中心から発生させた光子の、共鳴散乱した光子の角度分布を載せる。

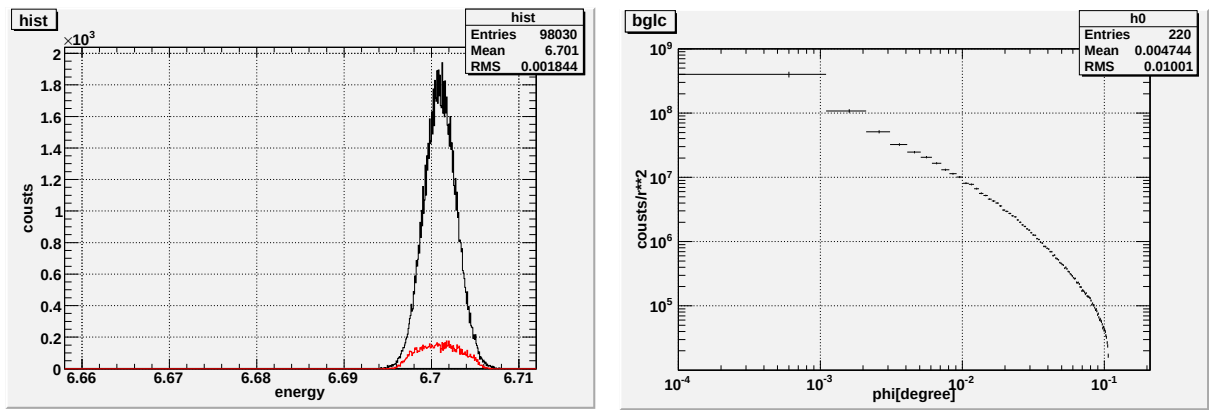


図 3.5.14: Fe^{24+} の 6.701keV のラインの共鳴散乱あ 図 3.5.15: 中心で光子を発生させ、共鳴散乱した光子り (赤) と共鳴散乱なし (黒) のライン強度 (中心位置 の角度分布 から光子を発生)

図 3.5.14 より、共鳴散乱がある場合に対する共鳴散乱がない場合とでのライン比は 0.124 であった。このライン比については、後のシミュレーションの結果との比較に用いる。図 3.5.15 について、このシミュレーションでは中心から光子を発生させているため、角度 ϕ が 0 以外の光子は散乱した光子であり、角度分布は最後の共鳴散乱の反応位置に対応しているといえる。よって光子は ICM の外側に比べ、中心位置で散乱していることがわかる。散乱の起こりやすさは ICM の密度分布に比例している。ここで、図 3.5.16 に ICM 内の密度分布を載せる。

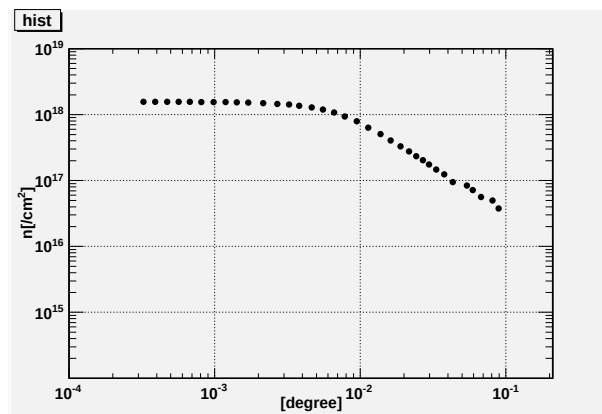


図 3.5.16: ICM 内の角度に対する密度分布

ここで図 3.5.15 と 3.5.16 の比較を行う。図 3.5.16 より、密度分布は中心付近で一様であり、外側に行くにつれて減少している。シミュレーション結果である図 3.5.14 の分布は中心位置が最も高く、外側に行くにつれて減少し、最後には急激に減少する。これは密度の大きい中心で光子を発生させたことにより中心での散乱が増加したため、反応しにくい外側ではより散乱が減少したからである。ICM 全体で光子を発生させてシミュレーションを行うと、密度分布により近い結果が得られると予想できる。

次に銀河団中心から 0.07 度の位置で 1000000 個の光子を発生させ、銀河団中心 1 分角以内から来た光子

について解析を行った。0.07 度の位置で光子を発生させて行うシミュレーションは、先の中心で光子を発生させたシミュレーションに比べ、ライン比の増加、中心位置で反応する光子の減少、外側で反応する光子の増加が予想される。図 3.5.17 に 0.07 度から光子を発生させ、共鳴散乱がある場合 (赤)、共鳴散乱がない場合 (黒) のライン強度、図 3.5.18 に 0.07 度から発生させた光子の角度分布を載せる。ここでは散乱していない光子も含めている。

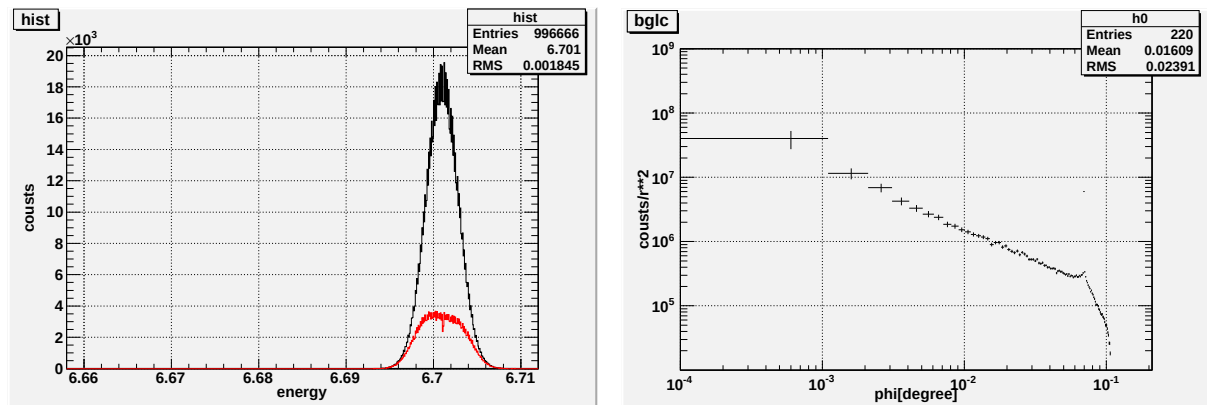


図 3.5.17: Fe²⁴⁺ の 6.701keV のラインの共鳴散乱あり (赤) と共鳴散乱なし (黒) のライン強度 (0.07 度から光子を発生させ、共鳴散乱した光子の角度分布)

図 3.5.17 について、共鳴散乱がある場合に対する、共鳴散乱がない場合でのライン比は 0.278 であり、先のライン比より大きくなっていることから共鳴散乱が減っていることがわかる。よって密度の小さい外側では散乱が減少しているといえる。図 3.5.18 について、散乱していない光子も含めているため、光子を発生させている 0.07 度では光子数が多くなっている。先の密度分布の図 3.5.16 と比較すると、シミュレーション結果の減少する勾配が密度分布の勾配に近づいた。また、先の中心で光子を発生させた図 3.5.15 に対し、中心側での光子の減少、外側での光子の増加がみられる。これは 0.07 度で光子を発生させたため、中心で光子を発生させた時に比べて反応されにくいからである。光子の発生位置の違いによる反応のしやすさは ICM 内の密度分布によって決まり、図 3.5.16 より中心部よりも 0.07 度の位置では 0.07 度のほうが密度が小さいため反応しにくい。よってこれらの結果は予想と一致しており、適切な結果が得られたといえる。

3.5.6 銀河団内における共鳴散乱のシミュレーション

上記の節まででシミュレーションの動作確認ができた。よってこれから構築したシミュレーションをペルセウス銀河団に適用し、シミュレーションを行う。シミュレーションに組み込むラインについて、以下の表 3.5.1 のようにラインを追加した。

表 3.5.1: 共鳴エネルギーと振動子強度 [9][17]

Ion	upper level		$E_{RS}[\text{keV}]$	f_{12}
Fe ²⁴⁺	$1s^1 2s^1 {}^3S_1$	K α	6.637	1.60×10^{-5}
Fe ²⁴⁺	$1s^1 2p^1 {}^3P_1$	K α	6.668	0.0562
Fe ²⁴⁺	$1s^1 2p^1 {}^3P_2$	K α	6.682	2.81×10^{-7}
Fe ²⁴⁺	$1s^1 2p^1 {}^1P_1$	K α	6.7011266	0.703
Fe ²⁵⁺	$2p^1 {}^2P_{1/2,3/2}$	K α	6.9519639, 6.9731781	0.44
Ni ²⁶⁺	$1s^1 2p^1 {}^3P_1$	K α	7.7668938	0.0883
Ni ²⁶⁺	$1s^1 2p^1 {}^1P_1$	K α	7.8062340	0.683
Fe ²⁴⁺	$1s^1 3p^1 {}^1P_1$	K β	7.8820244	0.138
Ni ²⁷⁺	$2p^1 {}^2P_{1/2,3/2}$	K β	8.0731039, 8.1017429	0.44
Fe ²⁵⁺	$3p^1 {}^2P_{1/2,3/2}$	K β	8.2636944, 8.2526875	0.046

これまでのシミュレーション (動作確認) に組み込んでいたラインは表 2.3.1 のように 6.668keV のラインを 1 つだけ組み込んでいたが、表 3.5.1 のように 6.637, 6.668, 6.682keV の 3 つのラインを組み込んでシミュレーションを行った。現在の検出器ではエネルギー分解能が良くないため分離しての観測はできないが、ASTRO-H の観測では分離して観測できると期待されており、ASTRO-H の観測データとの比較を目的としている。さらに、半径ごとの温度分布について、これまでのシミュレーション (動作確認) の時点で用いていた Sunders+06 [18](式 (3.4.7)) のものは図 3.5.19(a) のように第 4.4.2 節で 7.0/6.7 の強度比で求めた温度と大きく異なるため (温度の求め方については第 4.4.2 章で後述する)、図 3.5.19(b) のように観測により求まる温度にできるだけ合うような温度分布を用いた。具体的な表式は以下の式 3.5.1 である。

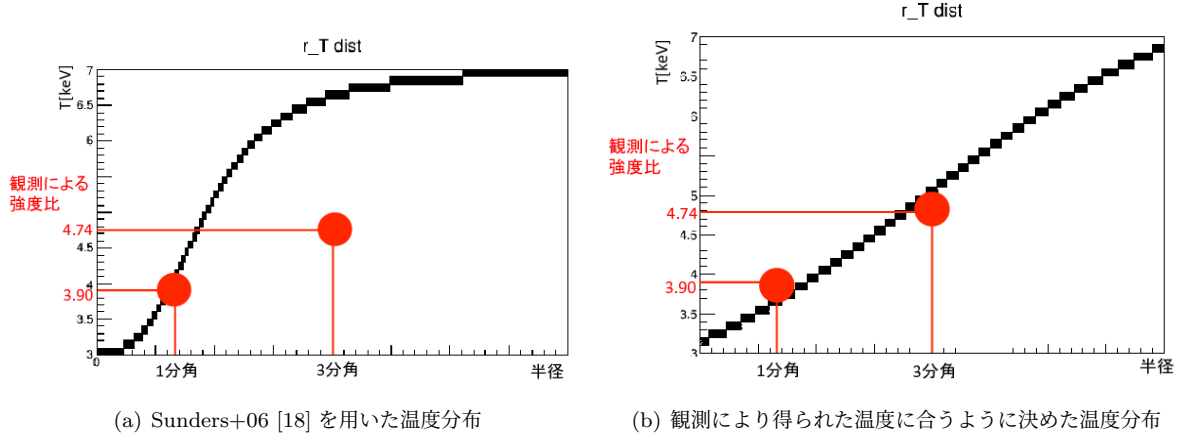


図 3.5.19: 銀河団内の温度分布 (横軸は銀河団の半径, 縦軸は温度) 赤線は観測により求められた温度と対応する半径を示す

$$T_{mymodel} = \frac{2.8e^{0.004(r-190)} - 2.8e^{-0.04(r-190)}}{e^{0.004(r-190)} + e^{-0.004(r-190)}} + 4.94 \quad (3.5.1)$$

また、各半径の温度によって発生させるラインの強度を変化させるため、第 3.4.3 節の PrimaryGeneratorAction のクラスに温度に対応したライン強度を apec モデルを用いて組み込んだ (apec モデルについては第 4.4.2 節で後述する)。よって PrimaryGeneratorAction のクラスでは、まず乱数により光子の発生する位置の半径が決まり、上記の式 3.5.1 に従い温度を求め、その温度を用いて図 3.5.20 の apec モデルに従うライン強度で光子が発生する。

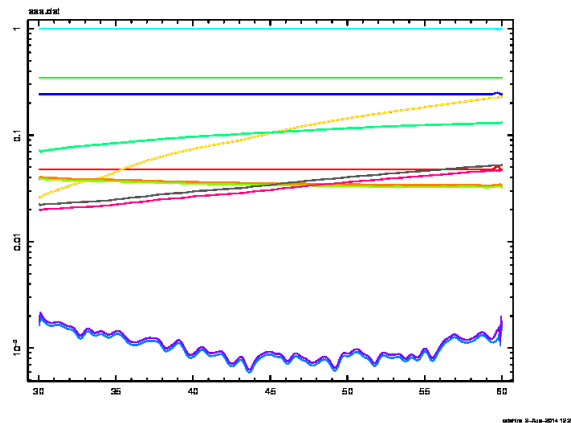


図 3.5.20: シミュレーションに組み込んだ apec モデルの 6.701keV に対するライン比 (赤 6.663/6.701, 黄緑 6.668/6.701, 青 6.682/6.701, 水色 6.701/6.701, 黄 6.951/6.701, 薄橙 6.973/6.701, 橙 7.766/6.701, 薄黄緑 7.806/6.701, 薄緑 7.882/6.701, 紫 8.073/6.701, 紺 8.101/6.701, ピンク 8.263/6.701, 灰色 8.252/6.701)

よって、上記のようにシミュレーションを変更し、

- (1) 乱流なし: マッハ数 $M = 0$ 、共鳴散乱なし
- (2) 乱流なし: マッハ数 $M = 0$ 、共鳴散乱あり
- (3) 乱流あり: マッハ数 $M = 0.5$ 、共鳴散乱なし
- (4) 乱流あり: マッハ数 $M = 0.5$ 、共鳴散乱あり
- (5) 乱流あり: マッハ数 $M = 1.0$ 、共鳴散乱なし
- (6) 乱流あり: マッハ数 $M = 1.0$ 、共鳴散乱あり

の条件のもと、それぞれ 5,000,000 個の光子を ICM 全体から発生させた。シミュレーション結果として図 3.5.21 に 6.637~6.7keV の 4 本の銀河団中心 1 分角以内の Fe^{+24} の $K\alpha$ ラインのスペクトル (1) 黒、(2) 赤、(3) 青、(4) 橙を載せる (観測領域については図 4.2.2(b) を参照)。

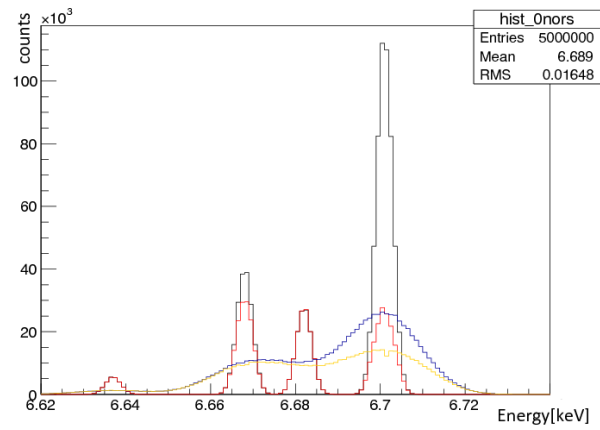


図 3.5.21: Fe⁺²⁴の K α ライン

図 3.5.21 より、新たに組み込んだラインがシミュレーションにきちんと反映されていることがわかる。このシミュレーション結果は観測装置の角度分解能とエネルギー分解能が 0 の理想的な検出器であるが、実際の観測装置では必ず有限の大きさの角度分解能とエネルギー分解能をもつ。よって実際に衛星で観測されたデータと比較を行う際には観測した観測装置の角度分解能と検出器のエネルギー分解能を考慮しなければならない。

第4章 銀河団の解析

4.1 解析対象の銀河団

乱流の情報は、シミュレーションの結果と実際の観測データとの比較を行うことで得る。本研究ではペルセウス銀河団を解析対象の銀河団とした。ペルセウス銀河団は図 2.1.1、2.1.2 に載せた銀河団で、X 線で最も明るい銀河団である。観測や先行研究が多くされていることから解析対象の銀河団とした。

4.2 次期 X 線国際天文衛星 ASTRO-H/SXS

ASTRO-H とは 2015 年度打ち上げ予定の次期 X 線国際天文衛星である。図 4.2.1 に ASTRO-H のイメージを載せる。ASTRO-H は

1. はじめてのマイクロカロリメータによる超高分解能観測
2. 硬 X 線望遠鏡によるはじめての撮像分光観測
3. 0.3 キロ電子ボルトから 600 キロ電子ボルトと、3 桁以上にもおよぶ、過去最高の高感度広帯域観測

を通じて、ブラックホールの周辺や超新星爆発など高エネルギーの現象に満ちた極限宇宙の探査・高温プラズマに満たされた銀河団の観測を行い、宇宙の構造やその進化を探ることを目的としている。ASTRO-H には硬 X 線望遠鏡 (HXT)、軟 X 線望遠鏡 (SXT-S, SXT-I)、硬 X 線撮像検出器 (HXI)、軟 X 線分光検出器 (SXS)、軟 X 線撮像検出器 (SXI)、軟ガンマ線検出器 (SGD) が主要ミッション機器として搭載されている。
[15]

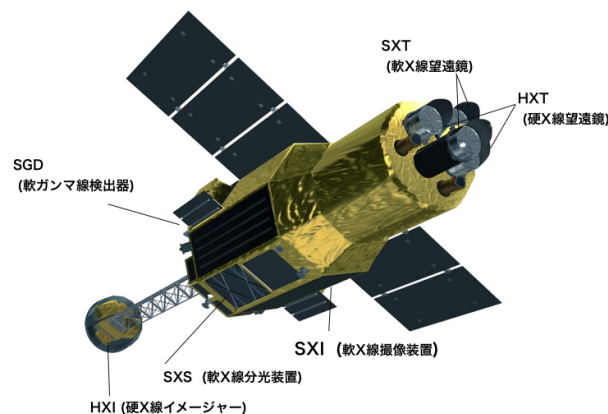


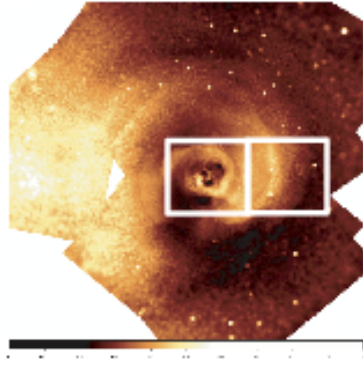
図 4.2.1: ASTRO-H 衛星のイメージと各検出器の配置 [15]

本研究のシミュレーション結果との比較を行う際に用いるのは SXS(Soft X-ray Spectrometer) で観測されたデータである。SXS はマイクロカロリメータの技術を使用した高エネルギー分解能 ($\simeq 7\text{eV}$) の精密分光器で、観測の波長域は $0.3\text{--}10\text{keV}$ である。その優れた分解能から、取得したスペクトルから直接的に ICM の運動の様子を知ることができると期待されている。

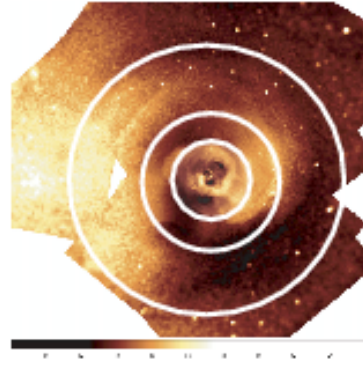
4.2.1 ASTRO-H による観測シミュレーションの結果

天体からの放射を観測装置 (望遠鏡および検出器) を通して観測すると、天体の像やスペクトルは本来と異なる形で観測される。その原因は角度分解能やエネルギー分解能、検出効率である。角度分解能とは、検出した光子の到来角度、つまり到来方向の違いをどの程度分離観測することができるかを示す値である。理想的な検出器の角度分解能は 0 であるが、点源を観測しても像が少し広がるため検出器は少なからず角度分解能をもち、角度分解能よりも小さな角度変化は検出することができない。エネルギー分解能とは、検出した光子のスペクトルについて、どのくらい接近したエネルギーを分離観測することができるかを示す値である。理想的な検出器のエネルギー分解能は 0 であるが、観測される輝線の幅は少し広がるため角度分解能と同様に検出器は少なからずエネルギー分解能をもち、接近したエネルギーを分離することができない。検出効率とは、検出器に到来した光子に対する検出器の検出光子数の比である。検出器は全ての光子を検出することができるわけではなく、観測可能な帯域の下限と上限では検出効率が落ちてしまう。よって第 3.5.6 節のシミュレーションは検出器のエネルギー分解能が 0、検出効率が 100 % であるが、観測機を通してそれぞれについて考慮したシミュレーションを行うことで、その検出器における観測シミュレーションができたことになる。

第 3.5.6 節の Geant4 シミュレーションの結果について、ASTRO-H の角度分解能とエネルギー分解能、検出効率を考慮したシミュレーションを行い、ASTRO-H で観測されるであろうデータを再現した。具体的には、Geant4 シミュレーションによって得た光子リスト (エネルギー、座標) を Suzaku/XRS の観測シミュレータ `xrssim` に入力して行った。Suzaku/XRS は上空で故障したため観測できなかった検出器であるが、ASTRO-H/SXS と同様の性能をもつ。ASTRO-H シミュレーションのデータについて、銀河団中心領域、3 分オフセット領域で検出された X 線についてスペクトル解析をした。観測領域については以下の図 4.2.2(a) の通りである。図 4.2.3(a),(b),(c) に銀河団中心領域の $M = 0, 0.5, 1.0$ のシミュレーション結果を載せる。また、第 3.5.6 節の Geant4 の出力結果 (ASTRO-H シミュレーションを行う前) との比較を行うため、図 4.2.4(a),(b) に Geant4 シミュレーションの銀河団中心 1 分角以内、2-4 分角以内のライン比、同様に図 4.2.5(a),(b) に ASTRO-H シミュレーションのライン比を載せる。観測領域は図 4.2.2(b) の通りである。ここでライン比とは、共鳴散乱なしのシミュレーションによるカウント数に対する共鳴散乱ありのカウント数である。Geant4 の出力の解析結果と ASTRO-H シミュレーションの解析結果を比較することで ASTRO-H の分解能がどの程度影響するかがわかる。本論文の付録にそれぞれのライン比を載せている。

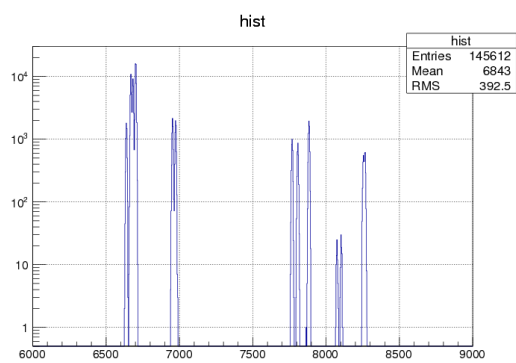


(a) ASTRO-H/SXS の観測領域 (3 分角 $\times$ 3 分角の四角: SXS の視野), 銀河団中心部領域 (左の四角) と 3 分オフセット領域 (右の四角)

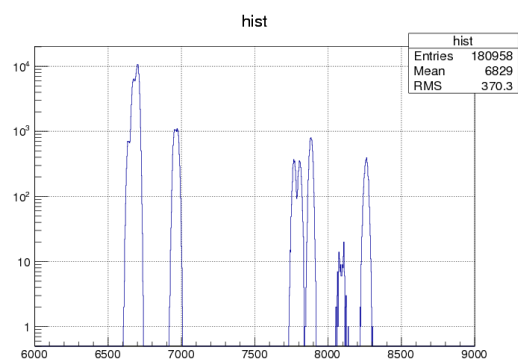


(b) Geant4,Suzaku/XIS の観測領域 (中心から半径 1 分角, 2 分角, 4 分角の円状), 銀河団中心 1 分角以内 (半径 1 分角の円内部) と銀河団中心 2-4 分角以内 (半径 2 分角の円と半径 4 分角の円の間)

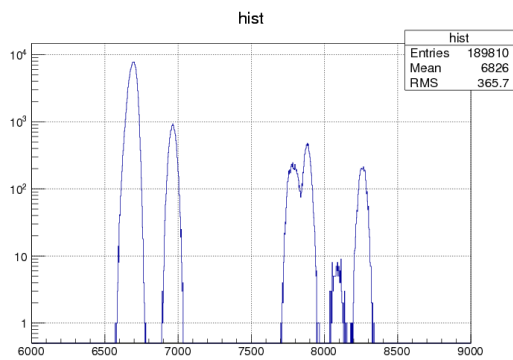
図 4.2.2: シミュレーションの観測領域



(a) $M=0$ のスペクトル



(b) $M=0.5$ のスペクトル



(c) $M=1.0$ のスペクトル

図 4.2.3: 銀河団中心領域での各マッハ数での ASTRO-H シミュレーションによるスペクトル

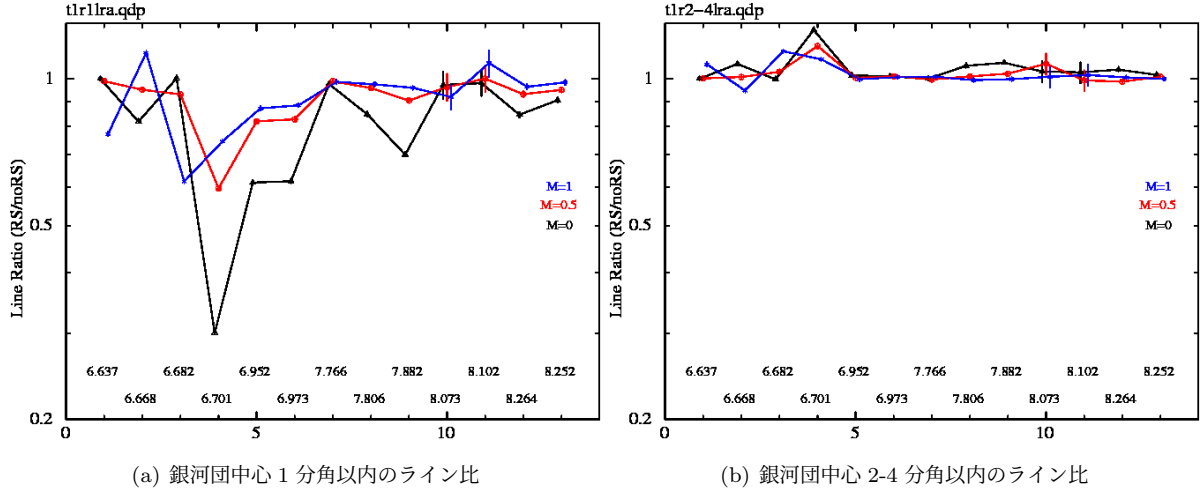


図 4.2.4: 各観測領域での Geant4 シミュレーション結果, 横軸はラインのエネルギー, 縦軸はライン比 (RS/noRS), 黒 M=0, 赤 M=0.5, 青 M=1.0

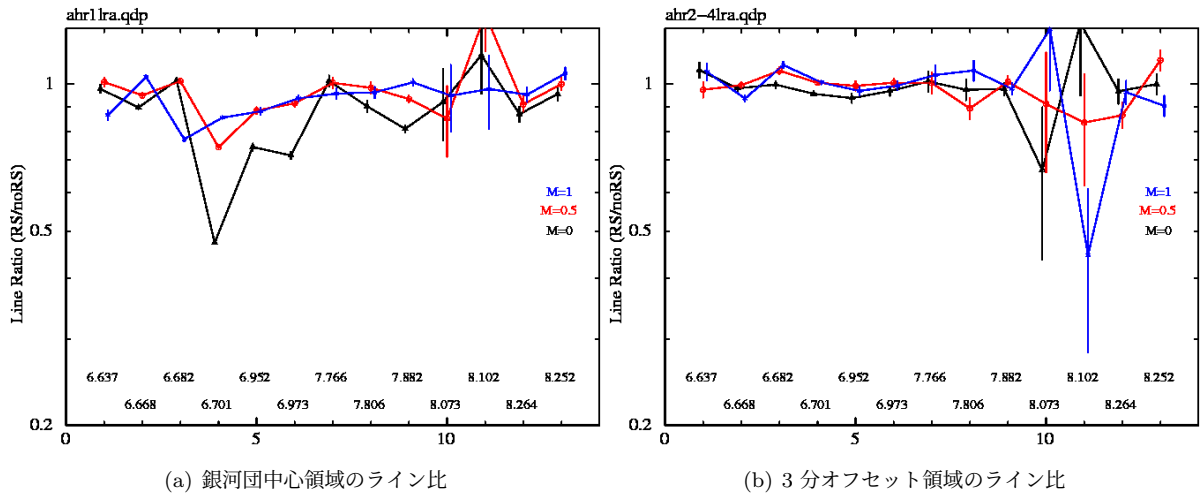


図 4.2.5: 各観測領域での ASTRO-H シミュレーション結果, 横軸はラインのエネルギー, 縦軸はライン比 (RS/noRS), 黒 M=0, 赤 M=0.5, 青 M=1.0

図 4.2.3(a),(b),(c) について比較する。ASTRO-H はエネルギー分解能が良いため、 $M = 0$ ではラインを分離して見ることができ、乱流が大きくなるにつれてラインが混ざりようになる。後の Suzaku のシミュレーション結果とも比較をしてほしい。銀河団中心領域 (銀河団中心 1 分角以内) と 3 分オフセット領域 (銀河団中心 2-4 分角以内) の解析結果の比較を行う。銀河団中心領域 (左の列: 図 4.2.4(a), 4.2.5(a)) ではライン比の変化が生じており、3 分オフセット領域 (右の列: 図 4.2.4(b), 4.2.5(b)) ではどのラインについてもライン比が 1 付近である (Ni の H-like $K\beta$ である 8.07, 8.10 keV はライン強度が小さいため誤差が大きい。これは図 4.2.3 からわかる)。よって銀河団内で密度の大きい中心部では共鳴散乱が生じ、密度の小さい外縁部で

は共鳴散乱が生じていないことがわかる。次に、Geant4 シミュレーションと ASTRO-H シミュレーションを比較する (図 4.2.4(a),(b) と図 4.2.5(a),(b) との比較)。Geant4 シミュレーション (上の行:図 4.2.4(a),(b)) は理想的な検出器を用いているため角度分解能などは 0 である。ASTRO-H のシミュレーション (下の行: 図 4.2.5(a),(b)) では ASTRO-H の分解能を考慮しているため Geant4 の結果に比べ共鳴散乱の見え方が小さくなっている。これは ASTRO-H が角度分解能を有するため、中心から外れた共鳴散乱しにくい場所からの光子も中心に紛れ込むためである。しかし、共鳴散乱の効果をみることができるため、ASTRO-H の観測結果から乱流の大きさの制限が期待できるといえる。ASTRO-H シミュレーションの解析結果について、銀河団中心領域の図 4.2.5(a) (表 A.1.1, A.1.3, A.1.5) の結果を比較する。図 4.2.5(a) より、乱流が大きくなるにつれて (黒 $M=0 \rightarrow$ 赤 $M=0.5 \rightarrow$ 青 $M=1.0$) 共鳴散乱が減少するのでライン比が大きくなっている。誤差の大きいラインは Ni のラインであり、Fe よりもアバundanceが少ないこと、振動子強度が小さいことが要因であると考えられる。

ところで、今回のシミュレーションでは解析による誤差を少なくするために 5,000,000 個の光子を発生させ、全ての光子を検出した。実際の観測では数百 ks 程度の時間で観測を行うため、観測できる光子数は少ない。今回のシミュレーションによって得た光子数を実際に観測するための観測時間は 6,400ks 程度となり、現実的な観測時間ではない。しかし、今回のシミュレーション結果からラインを 5 % の精度で分解するための観測時間を求めることができる。共鳴散乱断面積の大きい 6.7keV のラインと、共鳴散乱断面積が小さい 6.63,6.66,6.68keV との強度比を求めたいとする。ライン比の精度は、強度が小さい 6.63,6.66,6.68keV のラインの誤差でほとんど決まるので、それぞれに必要な光子数 N は $1/\sqrt{N} = 0.05$ より、光子数 $N = 400$ となる。Suzaku/XIS の観測により得た銀河団中心領域での 6.7keV の normalization は $1.0 \times 10^{-4} [\text{c/s/cm}^2]$ となった。他の 3 本は分離できていないため、表 A.1.1 のシミュレーション結果とのライン比を用いて 6.63,6.66,6.68keV の normalization を表 4.2.1 のように決めた。

表 4.2.1: シミュレーションにより求めた 6.63,6.66,6.68keV の normalization

エネルギー [keV]	normalization [c/s/cm ²]
6.7	1.0×10^{-4}
6.63	1.02×10^{-5}
6.66	6.37×10^{-5}
6.68	5.31×10^{-5}

よって、normalization が 1 番小さい 6.63keV のラインの光子数が $N = 400$ になればよい。表 4.2.1 の normalization を用いると観測する光子数は

$$\text{光子数 [counts]} = \text{normalization [c/s/cm}^2] \times \text{検出器の有効面積 [cm}^2] \times \text{観測時間 T [sec]}$$

により求められる。ここで ASTRO-H/SXS の有効面積は $250\text{cm}^2@6\text{keV}$ である。よって 5 % の精度でライン比を求めるための観測時間は 157ks 程度となり、現実的な観測時間であるといえる。

4.3 X線天文衛星 Suzaku/XIS

まだ ASTRO-H/SXS のデータとの比較は行えないため、現在取得されている観測データとして Suzaku/XIS で取得されたペルセウス銀河団のデータとの比較を試みた。

Suzaku とは ISAS/JAXA の M-V-6 号ロケットにより、2005 年 7 月 10 日に打ち上げられた、日本 5 番目の X 線天文衛星である。図 4.3.1 に Suzaku のイメージを載せる Suzaku の特徴として、かつての X 線衛星に比べ広いエネルギー領域 (0.3-600keV) で、より高いエネルギー分解能、高感度で観測ができる。Suzaku には 5 つの軟 X 線検出器と 1 つの硬 X 線検出器が搭載されている。本研究で比較に用いるデータは XIS(X-ray Imaging Spectrometer) で観測されたものである。XIS は X 線 CCD カメラで 0.2-12keV のエネルギー帯域を観測し、エネルギー分解能は 130eV 程度である。[16]



図 4.3.1: Suzaku 衛星のイメージ [16]

4.3.1 Suzaku による観測シミュレーション

第 4.2.1 節の ASTRO-H シミュレーションと同様に、第 3.5.6 節の Geant4 による共鳴散乱シミュレーションを行い、さらに Suzaku の角度分解能、エネルギー分解能、検出効率を考慮したシミュレーションを行う。Suzaku シミュレーションでは、Geant4 で得た光子リスト (エネルギー、座標) を XIS のエネルギー分解能、角度分解能と同様のずれが生じるように乱数を用いてエネルギー、座標を変更した。結果の解析については第 4.4.2 節と同様に fitting model を用いてシミュレーション出力結果に対してフィッティングを行った (詳しくは第 4.4.2 章で後述する)。図 4.3.2(a),(b),(c) に銀河団中心 1 分角以内の $M = 0, 0.5, 1.0$ のシミュレーション結果を載せる。また、図 4.3.3(a),(b) に Suzaku シミュレーションの銀河団中心 1 分角以内、2-4 分角以内の系統誤差を考慮したライン比を載せる。観測領域については図 4.2.2(b) を参照。また、本論文の付録にそれぞれのライン比を載せている。

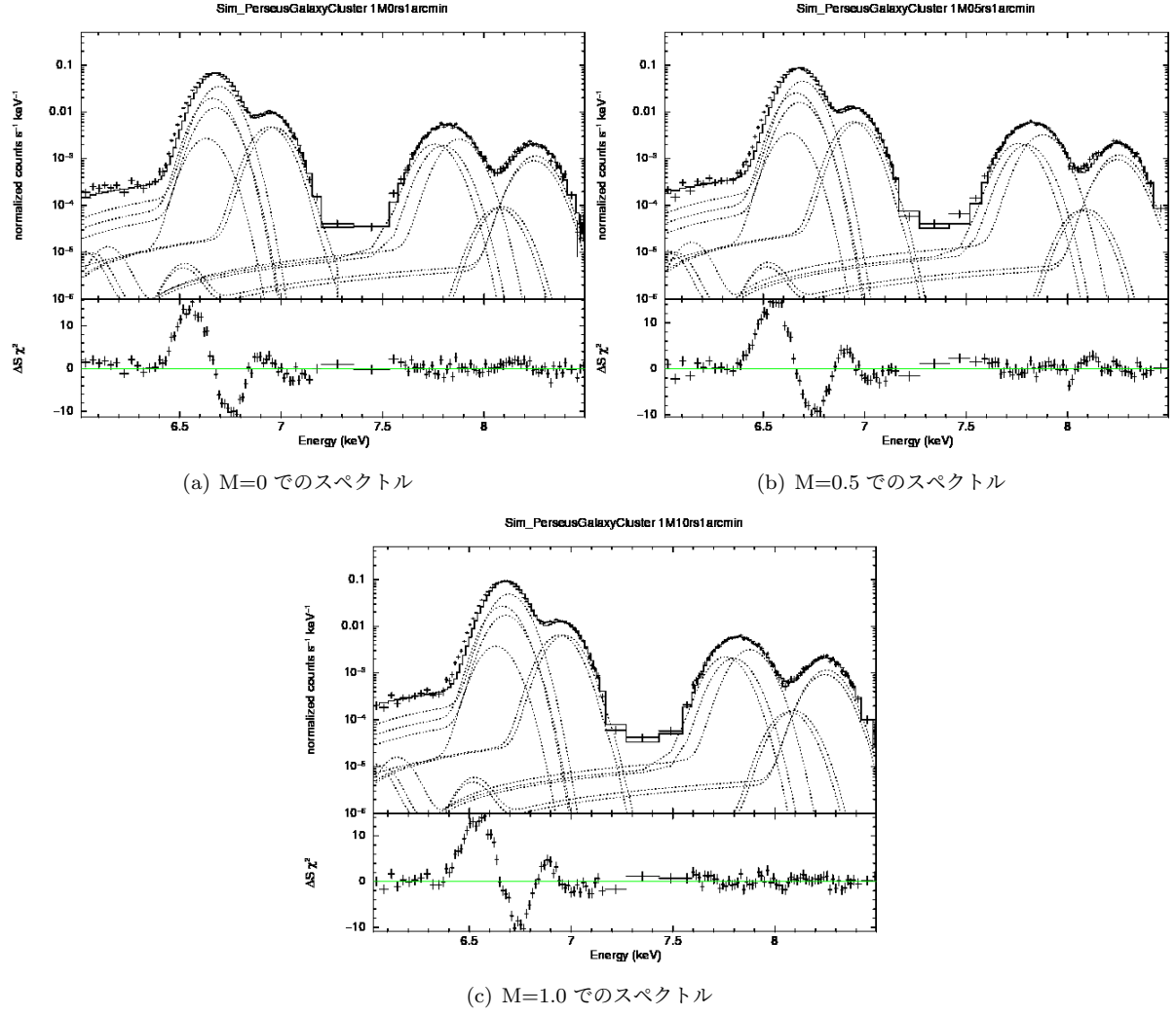
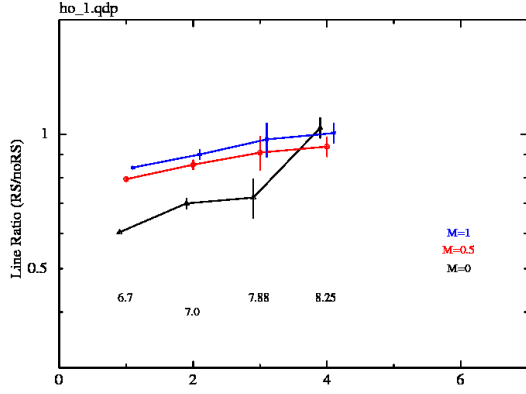
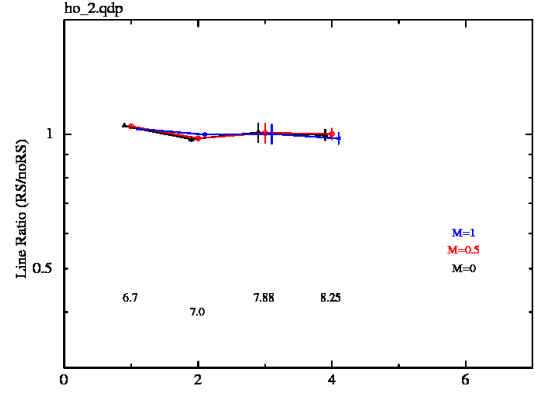


図 4.3.2: 銀河団中心 1 分角以内での各マッハ数での Suzaku シミュレーションによるスペクトル



(a) 銀河団中心 1 分角以内のライン比



(b) 銀河団中心 2-4 分角以内のライン比

図 4.3.3: Suzaku シミュレーションによるライン比 (RS/noRS); 黒 M=0, 赤 M=0.5, 青 M=1.0 (横軸エネルギー, 縦軸ライン比)

図 4.3.2(a),(b),(c) と ASTRO-H シミュレーション結果 (図 4.2.3(a),(b),(c)) と比較をすると、ASTRO-H の分解能の良さがよくわかる。次に、図 4.3.3(a), 4.3.3(b) について考察する。ASTRO-H シミュレーションの結果と同様に、銀河団中心 2-4 分角以内 (図 4.3.2(b)) では、乱流の大きさが変化してもライン比は 1 程度で一定であり、共鳴散乱が生じていないことがわかる。銀河団中心 1 分角以内 (図 4.3.2(a)) では乱流が変化するとライン比の変化が生じている。ASTRO-H シミュレーションのようにひとつひとつのラインが分離できていないが、Suzaku シミュレーションの結果でもライン比の変化をみることで、Suzaku/XIS 観測データとの比較を行う意味があり、乱流の大きさの制限が期待できる。よって次に銀河団中心 1 分角以内について 6.7keV ラインに対する強度比を求めた。以下の表 4.3.1 に結果を載せる。

表 4.3.1: 6.7keV ラインに対する強度比

中心角	Energy[keV]	マッハ数 M	Suzaku シミュレーションによる強度比
$r < 1'$	7.0	0	0.0968 ± 0.0019
		0.5	0.0926 ± 0.0016
		1.0	0.0910 ± 0.0016
		共鳴散乱なし	0.0834 ± 0.0014
	7.88	0	0.0498 ± 0.0038
		0.5	0.0517 ± 0.0032
		1.0	0.0496 ± 0.0030
		共鳴散乱なし	0.0417 ± 0.0025
	8.25	0	0.0491 ± 0.0017
		0.5	0.0377 ± 0.0013
		1.0	0.0370 ± 0.0013
		共鳴散乱なし	0.0286 ± 0.0010
$r < 2 - 4'$	7.0	0	0.154 ± 0.001
		0.5	0.157 ± 0.001
		1.0	0.167 ± 0.001
		共鳴散乱なし	0.165 ± 0.001
	7.88	0	0.0506 ± 0.0017
		0.5	0.0486 ± 0.0017
		1.0	0.0500 ± 0.0017
		共鳴散乱なし	0.0524 ± 0.0017
	8.25	0	0.0396 ± 0.0007
		0.5	0.0396 ± 0.0007
		1.0	0.0390 ± 0.0007
		共鳴散乱なし	0.0415 ± 0.0008

表 4.3.1 より、銀河団中心 1 分角以内では 7.81keV と 8.27keV のラインは乱流が大きくなるにつれて強度比は小さくなり、7.0keV は乱流の大きさによる強度比の変化がない。優れた分解能をもつ ASTRO-H による観測では、振動子強度の大きい 6.701keV のラインと振動子強度の小さいラインとの強度比を求めることで、乱流が大きくなると強度比が小さくなることが予想された。ここで用いた強度比のラインは、表 4.4.2 のように複数の振動子強度の異なるラインが含まれている。7.0keV に含まれる複数のラインには、6.7keV の振動子強度と近い値をもつラインが含まれており、乱流の大きさの変化によってそれぞれのラインが同様に強度変化したため、6.7keV に対する強度比の変化がなかったと考えられる。7.88keV と 8.25keV に含まれるラインは振動子強度が小さいため、乱流が大きくなると 6.7keV に対する強度比は小さくなった。図 4.3.3 の Suzaku シミュレーションの結果をみて分かる通り誤差は大きいですが、Suzaku/XIS のエネルギー分解能を考慮しても、複数のラインを重ねあわせての比較ではあるが、乱流の変化による強度比の変化を調べることができた。

4.4 Suzaku/XIS による観測スペクトル解析の結果

4.4.1 スペクトル解析

スペクトル解析では、観測で得られたスペクトルと理論的に示唆されるいくつかの自由パラメータをもつモデルスペクトルとを比較し、 χ^2 検定によって適切なパラメータを決める。本研究で用いたペルセウス銀河団のデータは 2006-2013 年に 15 回、合計 1821ks(XIS0 有効観測時間 824ks) 観測されたデータであり、図 4.4.1 に 6-9keV のペルセウス銀河団の (a) 銀河団中心 1 分角以内のスペクトル、(b) 銀河団中心 2-4 分角のスペクトルを載せる。また、表 4.4.1 に使用したデータの一覧を載せる。図 4.4.1 を見て分かるように、Suzaku/XIS 固有のエネルギー分解能により複数のラインが重ね合わせられ、4 つの輝線ライン (6.7, 7.0, 7.88, 8.25keV) として見えている。先行研究である Zhuravleva+13[17] では XMM-Newton のデータ (Total Exposure~580ks) を用いた解析が行われていたが、統計があまりよくないため、Fe の He-like $K\beta$ のみ (7.88keV) を用いていた。しかし、本研究で用いる Suzaku/XIS の 824ks データは統計がよいため、先にも述べたように 4 つの輝線ラインが見えており、Fe の He-like, H-like の $K\beta$ (7.88, 8.25keV) を用いることができ、より共鳴散乱しにくい H-like $K\beta$ (8.25keV) が使えることがメリットである。それぞれに観測データに対し、輝線強度を求めるためにモデルフィットを行う。

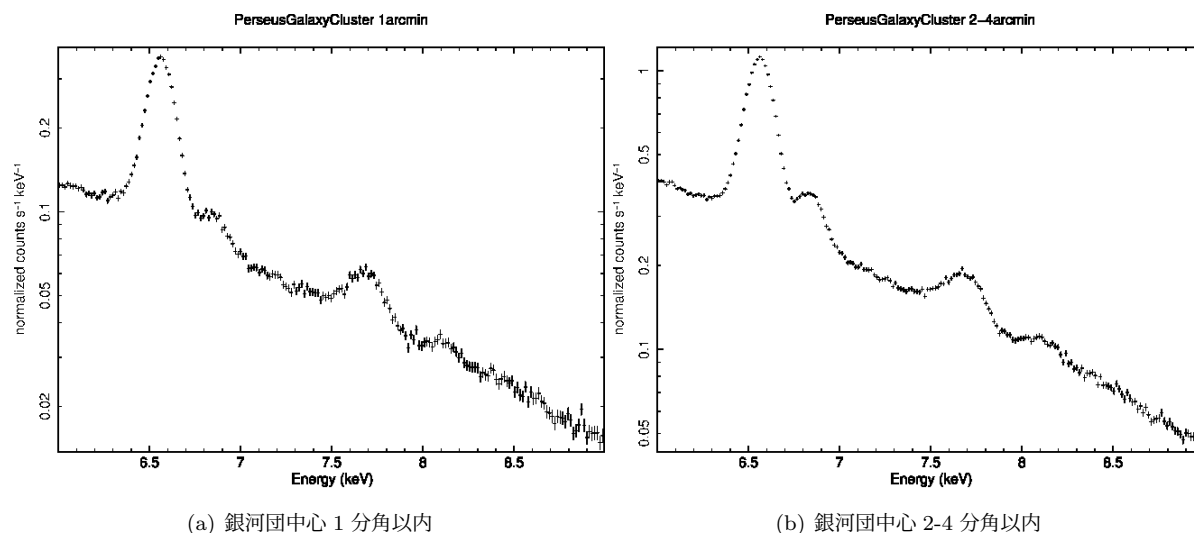


図 4.4.1: ペルセウス銀河団の suzaku/XIS スペクトル (低エネルギー側から順に 6.7,7.0,7.88,8.25keV の輝線ラインがみてとれる)

表 4.4.1: 使用した Suzaku/XIS 観測データ

Observation Start	Sequence No.	R.A. Dec. † (deg)	Euler angle (deg)	Exposure (XIS)* (sec)
2006-02-01 13:39:13	800010010	49.9554 41.5039	49.9504 48.4883 189.7826	151213 (0,2,3)
2006-08-29 18:55:07	101012010	49.9436 41.5175	49.9504 48.4883 23.9598	452763 (0,2,3)
2007-02-05 15:57:48	101012020	49.9542 41.5047	49.9504 48.4883 191.3483	87766 (0,3)
2007-08-15 12:40:49	102011010	49.9461 41.5179	49.9504 48.4883 6.6234	84564 (0,3)
2008-02-07 02:09:42	102012010	49.9565 41.5050	49.9504 48.4883 194.8143	123486 (0,3)
2008-08-13 14:28:17	103004010	49.9468 41.5180	49.9504 48.4883 3.1838	81170 (0,3)
2009-02-11 17:31:00	103004020	49.9546 41.5055	49.9504 48.4883 193.9239	100022 (0,3)
2009-08-26 04:00:28	104018010	49.9444 41.5171	49.9504 48.4883 23.0000	82567 (0,3)
2010-02-01 08:03:24	104019010	49.9512 41.4934	49.9504 48.4883 172.6748	77230 (0,3)
2010-08-09 09:10:56	105009010	49.9406 41.5199	49.9504 48.4883 23.4160	67248 (0,3)
2011-02-03 00:35:55	105009020	49.9557 41.5028	49.9504 48.4883 190.0324	91811 (0,3)
2011-07-26 12:07:10	106006010	49.9439 41.5251	49.9504 48.4883 5.7419	80298 (0,3)
2012-02-07 20:00:00	106005020	49.9504 41.5117	49.9504 48.4883 188.0000	93635 (0,3)
2012-08-20 23:30:00	107005010	49.9504 41.5117	49.9504 48.4883 17.3894	82263 (0,3)
2013-02-11 04:59:00	107005020	49.9504 41.5117	49.9504 48.4883 193.7129	82795 (0,3)
2013-08-15 10:14:00	108005010	49.9504 41.5117	49.9504 48.4883 13.7580	82514 (0,3)
				Total Exposure 1821345

†: 観測の方向

*: Exposure は XIS-0,2,3 の Exposure time を足しあわせたもの。

4.4.2 モデルフィッティング

XIS で観測された輝線強度を精度よく見積もるため、モデルスペクトルを用いて解析データにフィッティングをする。モデルスペクトルとして、連続成分は熱的な放射を表す bremsstrahlung モデル、輝線成分はそれぞれのラインについて zgauss モデルを用い、それぞれのモデルを足しあわせてフィッティングを行う。以下にそれぞれのモデルについて述べる。

bremsstrahlung モデル

bremsstrahlung モデルは熱平衡に達した天体からの熱制動放射による X 線放射モデルである。このモデルは連続成分のみであり、輝線成分は含まれてない。自由パラメータは ICM の温度 kT [keV]、normalization の 2 つである。フィッティングによりそれぞれのパラメータを求める。

zgauss モデル

zgauss モデルは輝線のラインの gaussian に赤方偏移を考慮したモデルである。赤方偏移とは光源からの光が長波長側にずれる現象である。zgauss モデルを用いると、ラインのガウシアンは

$$A_z(E) = \frac{K}{\sqrt{2\pi}\sigma^2(1+z)} \exp \left[-\frac{(E(1+z) - E_L)^2}{2\sigma^2} \right] \quad (4.4.1)$$

となる。ここで E_L は輝線のエネルギー、 σ はライン幅、 z は赤方偏移、 K は normalization である。自由パラメータは E_L 、 σ 、 z 、 K である。エネルギーが近いライン同士は XIS のエネルギー分解能の影響により分離して normalization を求めることは難しい。乱流の効果をみるために求めたい強度比は、振動子強度の異なる分離されたラインでの比を用いて比較を行いたい、分離できないラインを分離できたものとして比較をすることはできない。ここでは normalization を精度よく求める工夫として、G4 シミュレーションの出力結果 (共鳴散乱あり、マッハ数 0.5) のライン比を用い、近いラインで同じイオン由来のライン比を固定した。固定したライン比については、以下の表 4.4.2 の通りである。 σ は 0、 z は 0.0179 とした。具体的にはこれらのモデルを用い、各ラインに対しては式 (4.4.2) の line model のように足しあわせて (ここで G は zgauss model)、それぞれの constant とライン比の積を求めることで各ラインの normalization を求めた。7.882keV については近くに同じイオン由来のラインがないため、ライン比の固定していない。fitting では連続成分も足しあわせ、式 (4.4.3) の fitting model を用いた。

$$\begin{aligned} \text{line model} = & \text{constant1} \times (\text{ratio}_{6.637} G_{6.637} + \text{ratio}_{6.668} G_{6.668} + \text{ratio}_{6.682} G_{6.682} + \text{ratio}_{6.701} G_{6.701}) \\ & + \text{constant2} \times (\text{ratio}_{6.951} G_{6.951} + \text{ratio}_{6.973} G_{6.973}) + \text{constant3} \times (\text{ratio}_{7.766} G_{7.766} \\ & + \text{ratio}_{7.806} G_{7.806}) + K_{7.882} G_{7.882} + \text{constant4} \times (\text{ratio}_{8.073} G_{8.073} + \text{ratio}_{8.101} G_{8.101}) \\ & + \text{constant5} \times (\text{ratio}_{8.252} G_{8.252} + \text{ratio}_{8.263} G_{8.263}) \end{aligned} \quad (4.4.2)$$

$$\text{fitting model} = \text{bremss model1} + \text{bremss model2} + \text{line model} \quad (4.4.3)$$

つまり表 4.4.2 のように XIS の解析では正味 6 つのライン (6.7, 7.0, 7.8, 8.88, 8.1, 8.25keV) の強度を求めることになる。それぞれのラインの normalization は、例えば 6.7keV の場合は

$$\text{normalization}_{6.7} = \text{constant1} \times (\text{ratio}_{6.637} + \text{ratio}_{6.668} + \text{ratio}_{6.682} + \text{ratio}_{6.701}) \quad (4.4.4)$$

となる。他のラインも同様であり、7.882keV については $K_{7.882}$ が normalization である。以後、この 6 つのエネルギーでラインを引用していく。また、有効数字 4 桁のエネルギーはもともとのラインのエネルギーを表すこととする。

表 4.4.2: fitting に用いたライン比

ライン名	Energy(E_L)[keV]	ratio	Ion	自由パラメータ
6.7	6.637	23.8721	Fe ²⁴⁺	constant1
	6.668	173.589	Fe ²⁴⁺	
	6.682	110.422	Fe ²⁴⁺	
	6.701	313.324	Fe ²⁴⁺	
7.0	6.951	39.6578	Fe ²⁵⁺	constant2
	6.973	39.1062	Fe ²⁵⁺	
7.8	7.766	18.7687	Ni ²⁶⁺	constant3
	7.806	17.5671	Ni ²⁶⁺	
7.88	7.882	固定なし	Fe ²⁴⁺	$K_{7.882}$
8.1	8.073	0.530846	Ni ²⁷⁺	constant4
	8.101	0.565155	Ni ²⁷⁺	
8.25	8.252	13.1244	Fe ²⁵⁺	constant5
	8.263	16.4716	Fe ²⁵⁺	

図 4.4.2 に銀河団中心 1 分角以内のスペクトルに対するフィッティング結果、図 4.4.3 に銀河団中心 2-4 分角以内のスペクトルに対するフィッティング結果を載せる。フィッティングの際に、6.7keV のエネルギーと幅は固定せずに行った。6.7keV に含まれる 4 本のラインは振動子強度が異なり共鳴散乱のされやすさが異なるため、それぞれのライン強度はきちんと分離できないと分からない。よって幅を固定せずにフィッティングを行うことでこの不定性を吸収し、より正確に normalization を求めた。7.8keV 付近のラインについては含まれているラインが Fe⁺²⁴ の K β が 1 本と Ni⁺²⁶ の K α が 2 本で、Fe と Ni のアバンダンスが大きく異なることや、振動子強度がことなること、またフィッティング結果から見て分離することができているとがわかる。

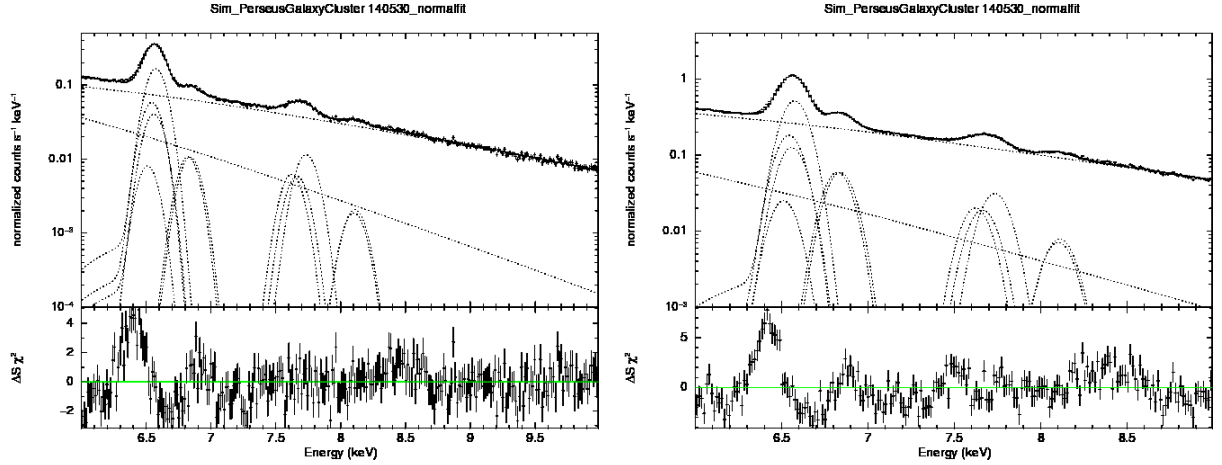


図 4.4.2: 銀河団中心 1 分角以内の観測スペクトルに 図 4.4.3: 左図と同様に銀河団中心 2-4 分角以内のフィッ
対するフィッティング結果 ティングの結果

フィッティングによって得られた各ラインの normalization と、6.7keV ラインに対する強度比について、表 4.4.3 に銀河団中心 1 分角以内の観測での結果、表 4.4.4 に銀河団中心 2-4 分角以内での観測での結果を載せる。足し合わせる前の 13 本のラインの normalization は本論文の付録に載せる。

表 4.4.3: 銀河団 1 分角以内の観測でのラインの normalization と強度比 (Energy/6.7keV)

Energy[keV]	含まれるライン	Energy[keV]	normalization[c/s/cm ²]	強度比
6.7	6.637, 6.668, 6.682, 6.701		$(2.04 \pm 0.01) \times 10^{-4}$	1
7.0	6.951, 6.973		$(1.7 \pm 0.1) \times 10^{-5}$	0.084 ± 0.005
7.88	7.882		$(1.3 \pm 0.1) \times 10^{-5}$	0.065 ± 0.008
8.25	8.263, 8.252		$(5.4 \pm 0.9) \times 10^{-6}$	0.026 ± 0.004

表 4.4.4: 銀河団中心 2-4 分角以内の観測でのラインの normalization と強度比 (Energy/6.7keV)

Energy[keV]	含まれるライン	Energy[keV]	normalization[c/s/cm ²]	強度比
6.7	6.637, 6.668, 6.682, 6.701		$(6.37 \pm 0.02) \times 10^{-4}$	1
7.0	6.951, 6.973		$(9.6 \pm 0.1) \times 10^{-5}$	0.151 ± 0.002
7.88	7.882		$(3.6 \pm 0.3) \times 10^{-5}$	0.057 ± 0.004
8.25	8.263, 8.252		$(2.0 \pm 0.1) \times 10^{-5}$	0.032 ± 0.002

ここで、上記の観測データの解析結果から、ペルセウス銀河団内で共鳴散乱が生じているかを調べたい。前述の通り、温度によってラインの強度は変化するため、観測データだけでは共鳴散乱の有無が分からない。観測データとスペクトルモデルとの比較により共鳴散乱の有無を調べたいが、温度がわからないと比較をすることはできない。よってまずは観測データの解析結果を用いて温度を求め、その後その温度において観測

とスペクトルモデルとで比較を行う。そのために、まず apec モデルを用いてラインの強度の温度依存性を求めた。apec モデルとは高温ガスからの輝線スペクトルを計算するモデルで、自由パラメータは ICM の温度 kT [keV]、水素密度 nH [cm³]、重元素アバンダンス、赤方偏移 z である。apec モデルを用いて XIS の観測スペクトルをいろいろな温度でシミュレーションし、そのスペクトルを XIS の観測データと同じモデル (表 4.4.2) によって 6.7keV に対するライン強度を求め、温度に対してプロットした。結果を以下の図 4.4.4 に示す。

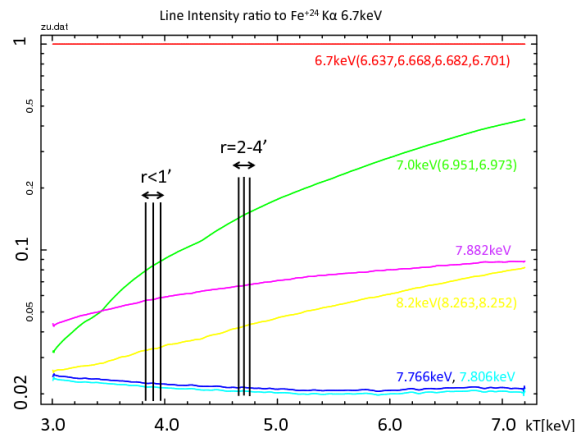


図 4.4.4: 温度に対する強度比 (Energy/6.7keV); 赤:6.7keV, 緑:7.0keV, 青:7.766keV(Ni), 水色:7.806keV(Ni), 紫:7.88keV, 黄:8.25keV)

ここで先の表 4.4.3, 4.4.4 で求めた 6.7keV に対する 7.0keV の強度比を用いて温度を決定する。図 4.4.4 から分かるように、温度によってラインの強度が変化するため、観測結果から求められた強度比から ICM の温度が制限できる。図 4.4.4 の黒線の矢印の範囲が銀河団中心 1 分角以内 ($r < 1'$)、銀河団中心 2-4 分角以内 ($r = 2 - 4'$) の 7.0/6.7 の強度比に対応する温度である。よって図 4.4.4 から、ICM 内の温度は 1 分角以内が 3.900 ± 0.075 [keV]、2-4 分角以内では $4.745^{+0.030}_{-0.015}$ [keV] であると制限できた。次にここで求められた温度の範囲内で他のラインの強度比を求めた。そして観測データの解析により求められた強度比との比較を行う。共鳴散乱が生じていれば 6.7keV の強度が小さくなるため、共鳴散乱が生じていない場合の強度比よりも大きな値となる。よって観測データによる 7.0/6.7 強度比により apec モデルを用いて温度を制限すると、本来の温度よりも高く見積もっている可能性があるが、まだ共鳴散乱がおきているかわからないので、ここではこの効果は無視する。ここで求める強度比は、図 4.4.1 で大きく分離ができている、6.7keV に対する 7.88keV ($\text{Fe}^{+24}\text{K}\beta$), 8.25keV のラインである。7.88keV 付近のラインには Ni の 7.766keV, 7.806keV のラインの重ねあわせになっているが、先にも述べたように Fe と Ni ラインは分離できているので、Fe の 7.88keV との比を比較する。結果を以下の表 4.4.5 に載せる。

表 4.4.5: 6.7keV ラインに対する強度比

中心角	Energy[keV]	観測データ解析による強度比	apec モデルを用いた強度比
$r < 1'$	7.88	0.065 ± 0.008	$0.0574^{+0.0013}_{-0.0007}$
	8.25	0.030 ± 0.026	$0.0330^{+0.0008}_{-0.0006}$
$r = 2 - 4'$	7.88	0.057 ± 0.004	$0.0677^{+0.0002}_{-0.0004}$
	8.25	0.032 ± 0.002	$0.0432^{+0.0002}_{-0.0005}$

表 4.4.5 において、銀河団中心 2-4 分角以内では共鳴散乱が生じていないと考えられるにもかかわらず、強度比が観測と apec モデルとで異なる。これは、apec モデルのライン強度の不定性によるものであると考えられる。よって、このままでは単純に比較をすることができず、銀河団中心 1 分角以内で共鳴散乱が生じているかどうか判断できない。そこで Geant4 シミュレーションによる評価を行う。

4.4.3 観測データ解析結果とシミュレーション解析結果の比較

最後に、6.7keV に対する強度比について、Suzaku シミュレーション結果と観測データ解析結果との比較により乱流の大きさの制限を試みる。共鳴散乱が生じていないとされる銀河団中心 2-4 分角のシミュレーションによる強度比は、観測による同じ 2-4 分角での強度比の結果と一致することが理想的である。表 4.4.4 と表 4.3.1 の強度比を比較すると、それぞれのラインは 10% から 20% 程度の差が生じている。これはシミュレーションに組み込んだ温度分布と実際の銀河団内の温度分布の違いによる影響や、apec モデルのライン強度の不定性のためであり、観測データから求められる温度と組み込んだ温度分布との違いから 20% 程度のずれが予想される。したがって予想されるずれの範囲内で観測による強度比とシミュレーションによる強度比は一致しているといえるので、共鳴散乱の度合いを評価するものとしては大きな問題はないといえる。

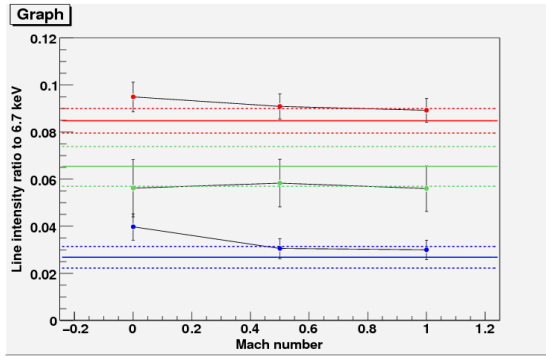
よってシミュレーションでは強度比を完全に再現できていないので、そのまま観測による強度比との比較はできない。そこで、銀河団中心 2-4 分角では図 4.3.3(b) で示したように共鳴散乱が生じていないと考えられるので、その半径でシミュレーションのライン比を観測に合わせる。そして、その時の補正比を銀河団中心 1 分角以内にも適応する。よって、比較のための手順として、

- (1) 銀河団中心 2-4 分角以内での 7.0, 7.88, 8.25keV のずれを求める
- (2) 銀河団中心 1 分角以内で (2) のずれを用いて補正

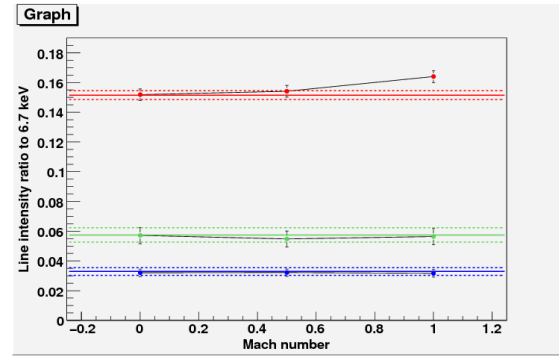
をして比較をする。よって手順 (1) では外側の共鳴散乱の生じていない銀河団中心 2-4 分角で (XIS の観測により求めた強度比)/(シミュレーションにより求めた強度比) = (補正の比) として補正の比を求めた。具体的には表 4.4.4 を表 4.3.1 の 2-4 分角, 共鳴散乱あり, $M=0$ の値で割って求めた。その結果を表 4.4.6 に載せる。そしてこのずれは、銀河団内 1 分角以内でも同様に生じると仮定し、手順 (2) として上で求めた補正の比を用い、銀河団中心 1 分角以内では (シミュレーションにより求めた強度比) $\times$ (補正の比) として補正する。このように補正をした結果により観測データ解析結果とシミュレーションデータ解析結果との比較により、乱流の大きさの制限を試みた。以下の図 4.5(a) に銀河団中心 1 分角以内の比較、図 4.5(b) に銀河団中心 2-4 分角以内での比較、表 4.4.6 に (2) で求めた補正の比を載せる。ここで Suzaku シミュレーションによる強度比の誤差については、温度による不定性として 5 % 考慮した。また、観測による強度比の誤差は 1σ としている。

表 4.4.6: 補正の比

7.0keV	7.88keV	8.25keV
0.980	1.126	0.808



(a) 銀河団中心 1 分角以内



(b) 銀河団中心 2-4 分角以内

図 4.4.5: シミュレーションによる強度比 (プロット点) と観測による強度比 (実線が真値、上下の点線が誤差) の比較 (横軸はマッハ数, 縦軸は 6.7keV に対する強度比; 赤:7.0keV, 緑:7.88keV, 青:8.25keV)

図 4.4.5(a), 4.4.5(b) は横軸がマッハ数、縦軸が強度比であり、プロット点がシミュレーションによる強度比、3 本ずつの横へ伸びるラインが観測による強度比である。図 4.4.5(b) の銀河団中心 2-4 分角以内での結果について、外側では共鳴散乱が生じていないと仮定したので、(1),(2) の補正をした結果として強度比は誤差の範囲で一致している。図 4.4.5(a) について、銀河団 1 分角以内の比較により乱流の大きさの制限を試みた。6.7keV に対する強度比が一致する範囲をみると、7.0keV(赤) と 7.88keV(緑) は今回シミュレーションしたマッハ数の範囲において、誤差の範囲内で強度比が一致した。全ての範囲で強度比が一致することから、7.0keV と 7.88keV を用いた乱流の大きさの制限はできない。8.25keV(青) については強度比が一致していない範囲が存在する。8.25keV の Fe^{+25} の $K\beta$ は振動子強度が 6.7keV に比べて小さいため、乱流の大きさによって強度比の変化がよくみられた。乱流の大きさの変化によって観測による強度比とシミュレーションによる強度比に違いがあったことから、ペルセウス銀河団内では乱流が生じていることが示唆され、共鳴散乱の量に影響が出ていると考えられる。ここで観測による強度比の誤差を 2σ とすると、観測による強度比とシミュレーションによる強度比が一致する範囲はマッハ数 $M > 0.1$ であると制限することができた。また、ペルセウス銀河団内の温度分布の不定性については Fabian+06,Zhuravleva+13 の温度分布を用いたシミュレーションを行った。同様の結果が得られた (結果は付録を参照) ので、温度分布による不定性はあまり影響はないと考えられる。

第5章 まとめと今後

本研究では Geant4 を用いて銀河団内高温プラズマでの共鳴散乱のシミュレータを構築した。シミュレーションを行うことによって ICM での共鳴散乱を定量化することができ、観測データとの比較を行うことで ICM 内の乱流の大きさを制限することができる。今回構築したシミュレータは、第3章での動作確認によりきちんと動作しているといえる。よって今後も今回構築したシミュレータを用いて ICM 内の乱流による共鳴散乱への影響の定量化を試みる。また、本研究では Suzaku/XIS で観測された統計の非常によいペルセウス銀河団の観測データと構築したシミュレーションとの比較により乱流の大きさの制限を試みた。これにより、過去の研究に対してはじめて Fe の H-like $K\beta$ の 8.25keV ラインが利用できたので、ペルセウス銀河団内の乱流の大きさは 2σ の信頼度でマッハ数 $M > 0.1$ であると推定されたが、その不定性は大きい。Suzaku の観測シミュレーションでは検出器のエネルギー分解能の影響によりうまく分離できないラインが多く見られたが、ASTRO-H の観測シミュレーションでは検出器のエネルギー分解能が良いため、ラインが分離されていた。ASTRO-H の観測データからラインの強度比を求め、乱流の大きさに制限をつけることができるかと大いに期待ができる。

今後の課題については、温度分布を含めた系統誤差の評価や将来の ASTRO-H の観測データとの比較に向けてシミュレーションに組み込むラインを増やすことや、現在の一様等方の乱流の組み込みから非対称の乱流の組み込みを行う。このようにしてより実際の銀河団内を再現し、ライン形状と共鳴散乱を組み合わせた総合的な解析を目指したい。

謝辞

本研究を進めるにあたり、深沢先生には基本的な知識からデータの解析など、日頃から手厚く指導をしていただきました。本当にありがとうございました。また、M1 の古井さんには Geant4 の動作や C++ の書き方など、様々な面で手助けをしていただきありがとうございました。また、小部屋の皆様にはたびたび質問に答えていただきありがとうございました。その他、研究室のスタッフの皆様、先輩方、事務の皆様など、支えてくださってありがとうございました。

付 録 A 付 録

A.1 ASTRO-H シミュレーション結果

第 4.3 節の ASTRO-H シミュレーションの結果を以下に載せる。

表 A.1.1: ASTRO-H, 銀河団中心 1 分角以内, $M=0$ でのライン比の結果

Energy[keV]	counts(共鳴散乱あり)	counts(共鳴散乱なし)	ライン比
6.637	$(5.29 \pm 0.07) \times 10^4$	$(5.41 \pm 0.07) \times 10^4$	0.97 ± 0.01
6.668	$(32.9 \pm 0.1) \times 10^4$	$(36.8 \pm 0.1) \times 10^4$	0.895 ± 0.006
6.682	$(27.5 \pm 0.1) \times 10^4$	$(27.0 \pm 0.1) \times 10^4$	1.018 ± 0.008
6.701	$(51.7 \pm 0.2) \times 10^4$	$(109.4 \pm 0.3) \times 10^4$	0.472 ± 0.002
6.952	$(6.27 \pm 0.07) \times 10^4$	$(8.43 \pm 0.09) \times 10^4$	0.74 ± 0.01
6.973	$(6.17 \pm 0.07) \times 10^4$	$(8.64 \pm 0.09) \times 10^4$	0.71 ± 0.01
7.767	$(3.11 \pm 0.05) \times 10^4$	$(3.06 \pm 0.05) \times 10^4$	1.01 ± 0.02
7.806	$(2.59 \pm 0.05) \times 10^4$	$(2.87 \pm 0.05) \times 10^4$	0.90 ± 0.02
7.882	$(6.12 \pm 0.07) \times 10^4$	$(7.55 \pm 0.08) \times 10^4$	0.81 ± 0.01
8.073	$(0.068 \pm 0.008) \times 10^4$	$(0.075 \pm 0.008) \times 10^4$	0.91 ± 0.15
8.102	$(0.078 \pm 0.008) \times 10^4$	$(0.068 \pm 0.008) \times 10^4$	1.14 ± 0.19
8.253	$(1.44 \pm 0.04) \times 10^4$	$(1.66 \pm 0.04) \times 10^4$	0.86 ± 0.03
8.264	$(2.22 \pm 0.04) \times 10^4$	$(2.32 \pm 0.05) \times 10^4$	0.95 ± 0.02

表 A.1.2: ASTRO-H, 銀河団中心 2-4 分角以内, M=0 でのライン比の結果

Energy[keV]	counts(共鳴散乱あり)	counts(共鳴散乱なし)	ライン比
6.637	$(1.66 \pm 0.04) \times 10^4$	$(1.55 \pm 0.03) \times 10^4$	1.06 ± 0.03
6.668	$(11.3 \pm 0.1) \times 10^4$	$(11.5 \pm 0.1) \times 10^4$	0.98 ± 0.01
6.682	$(8.42 \pm 0.09) \times 10^4$	$(8.44 \pm 0.09) \times 10^4$	0.99 ± 0.01
6.701	$(32.0 \pm 0.1) \times 10^4$	$(33.5 \pm 0.1) \times 10^4$	0.955 ± 0.007
6.952	$(3.98 \pm 0.06) \times 10^4$	$(4.25 \pm 0.06) \times 10^4$	0.93 ± 0.02
6.973	$(4.09 \pm 0.06) \times 10^4$	$(4.22 \pm 0.06) \times 10^4$	0.96 ± 0.02
7.767	$(0.87_{pm}0.02) \times 10^4$	$(0.86 \pm 0.02) \times 10^4$	1.01 ± 0.04
7.806	$(0.83 \pm 0.02) \times 10^4$	$(0.85 \pm 0.02) \times 10^4$	0.97 ± 0.04
7.882	$(2.64 \pm 0.05) \times 10^4$	$(2.70 \pm 0.05) \times 10^4$	0.97 ± 0.02
8.073	$(0.014 \pm 0.003) \times 10^4$	$(0.021 \pm 0.004) \times 10^4$	0.66 ± 0.23
8.102	$(0.028 \pm 0.005) \times 10^4$	$(0.021 \pm 0.004) \times 10^4$	1.33 ± 0.38
8.253	$(0.58 \pm 0.02) \times 10^4$	$(0.60 \pm 0.02) \times 10^4$	0.96 ± 0.05
8.264	$(0.89 \pm 0.03) \times 10^4$	$(0.89 \pm 0.03) \times 10^4$	0.99 ± 0.04

表 A.1.3: ASTRO-H, 銀河団中心 1 分角以内, M=0.5 でのライン比の結果

Energy[keV]	counts(共鳴散乱あり)	counts(共鳴散乱なし)	ライン比
6.637	$(4.89 \pm 0.07) \times 10^4$	$(4.84 \pm 0.07) \times 10^4$	1.01 ± 0.02
6.668	$(34.6 \pm 0.2) \times 10^4$	$(36.5 \pm 0.2) \times 10^4$	0.948 ± 0.007
6.682	$(24.7 \pm 0.3) \times 10^4$	$(24.5 \pm 0.3) \times 10^4$	1.014 ± 0.009
6.701	$(84.1 \pm 0.3) \times 10^4$	$(113.3 \pm 0.3) \times 10^4$	0.742 ± 0.003
6.952	$(7.15 \pm 0.09) \times 10^4$	$(8.1 \pm 0.1) \times 10^4$	0.88 ± 0.03
6.973	$(8.2 \pm 0.1) \times 10^4$	$(8.9 \pm 0.1) \times 10^4$	0.91 ± 0.01
7.767	$(2.97 \pm 0.05) \times 10^4$	$(2.96 \pm 0.05) \times 10^4$	1.00 ± 0.02
7.806	$(2.89 \pm 0.05) \times 10^4$	$(2.94 \pm 0.05) \times 10^4$	0.98 ± 0.02
7.882	$(7.21 \pm 0.08) \times 10^4$	$(7.73 \pm 0.08) \times 10^4$	0.93 ± 0.01
8.073	$(0.067 \pm 0.008) \times 10^4$	$(0.078 \pm 0.009) \times 10^4$	0.85 ± 0.14
8.102	$(0.09 \pm 0.01) \times 10^4$	$(0.066 \pm 0.008) \times 10^4$	1.39 ± 0.22
8.253	$(1.51 \pm 0.06) \times 10^4$	$(1.66 \pm 0.06) \times 10^4$	0.90 ± 0.03
8.264	$(2.33 \pm 0.06) \times 10^4$	$(2.33 \pm 0.06) \times 10^4$	1.00 ± 0.02

表 A.1.4: ASTRO-H, 銀河団中心 2-4 分角以内, M=0.5 でのライン比の結果

Energy[keV]	counts(共鳴散乱あり)	counts(共鳴散乱なし)	ライン比
6.637	$(1.47 \pm 0.04) \times 10^4$	$(1.51 \pm 0.04) \times 10^4$	0.97 ± 0.03
6.668	$(11.1 \pm 0.1) \times 10^4$	$(11.2 \pm 0.1) \times 10^4$	0.99 ± 0.01
6.682	$(7.6 \pm 0.1) \times 10^4$	$(7.1 \pm 0.1) \times 10^4$	1.06 ± 0.01
6.701	$(35.3 \pm 0.2) \times 10^4$	$(35.1 \pm 0.2) \times 10^4$	1.006 ± 0.007
6.952	$(3.86 \pm 0.07) \times 10^4$	$(3.89 \pm 0.07) \times 10^4$	0.99 ± 0.02
6.973	$(4.58 \pm 0.07) \times 10^4$	$(4.55 \pm 0.07) \times 10^4$	1.00 ± 0.02
7.767	$(0.85 \pm 0.02) \times 10^4$	$(0.85 \pm 0.02) \times 10^4$	1.00 ± 0.04
7.806	$(0.79 \pm 0.02) \times 10^4$	$(0.89 \pm 0.03) \times 10^4$	0.89 ± 0.04
7.882	$(2.66 \pm 0.05) \times 10^4$	$(2.63 \pm 0.05) \times 10^4$	1.01 ± 0.02
8.073	$(0.025 \pm 0.005) \times 10^4$	$(0.027 \pm 0.005) \times 10^4$	0.91 ± 0.25
8.102	$(0.027 \pm 0.005) \times 10^4$	$(0.033 \pm 0.006) \times 10^4$	0.83 ± 0.21
8.253	$(0.52 \pm 0.03) \times 10^4$	$(0.61 \pm 0.03) \times 10^4$	0.86 ± 0.05
8.264	$(0.96 \pm 0.04) \times 10^4$	$(0.85 \pm 0.04) \times 10^4$	1.11 ± 0.05

表 A.1.5: ASTRO-H, 銀河団中心 1 分角以内, M=1.0 でのライン比の結果

Energy[keV]	counts(共鳴散乱あり)	counts(共鳴散乱なし)	ライン比
6.637	$(3.7 \pm 0.1) \times 10^4$	$(4.3 \pm 0.1) \times 10^4$	0.86 ± 0.01
6.668	$(35.3 \pm 0.7) \times 10^4$	$(34.1 \pm 0.7) \times 10^4$	1.035 ± 0.007
6.682	$(21.4 \pm 1.1) \times 10^4$	$(27.8 \pm 1.1) \times 10^4$	0.771 ± 0.007
6.701	$(96.3 \pm 0.6) \times 10^4$	$(112.8 \pm 0.6) \times 10^4$	0.853 ± 0.003
6.952	$(7.0 \pm 0.1) \times 10^4$	$(8.0 \pm 0.1) \times 10^4$	0.87 ± 0.01
6.973	$(8.4 \pm 0.1) \times 10^4$	$(9.0 \pm 0.1) \times 10^4$	0.93 ± 0.01
7.767	$(2.85 \pm 0.06) \times 10^4$	$(2.98 \pm 0.06) \times 10^4$	0.95 ± 0.02
7.806	$(2.87 \pm 0.06) \times 10^4$	$(2.98 \pm 0.06) \times 10^4$	0.96 ± 0.02
7.882	$(7.56 \pm 0.08) \times 10^4$	$(7.50 \pm 0.08) \times 10^4$	1.00 ± 0.01
8.073	$(0.08 \pm 0.01) \times 10^4$	$(0.08 \pm 0.01) \times 10^4$	0.94 ± 0.14
8.102	$(0.06 \pm 0.01) \times 10^4$	$(0.06 \pm 0.01) \times 10^4$	0.97 ± 0.16
8.253	$(1.48 \pm 0.09) \times 10^4$	$(1.56 \pm 0.09) \times 10^4$	0.95 ± 0.03
8.264	$(2.4 \pm 0.1) \times 10^4$	$(2.32 \pm 0.09) \times 10^4$	1.05 ± 0.03

表 A.1.6: ASTRO-H, 銀河団中心 2-4 分角以内, M=1.0 でのライン比の結果

Energy[keV]	counts(共鳴散乱あり)	counts(共鳴散乱なし)	ライン比
6.637	$(1.29 \pm 0.06) \times 10^4$	$(1.22 \pm 0.06) \times 10^4$	1.05 ± 0.04
6.668	$(10.2 \pm 0.4) \times 10^4$	$(1.09 \pm 0.4) \times 10^4$	0.93 ± 0.01
6.682	$(9.1 \pm 0.6) \times 10^4$	$(8.3 \pm 0.6) \times 10^4$	1.09 ± 0.01
6.701	$(34.9 \pm 0.3) \times 10^4$	$(34.6 \pm 0.3) \times 10^4$	1.008 ± 0.007
6.952	$(4.00 \pm 0.09) \times 10^4$	$(4.13 \pm 0.09) \times 10^4$	0.96 ± 0.02
6.973	$(4.5 \pm 0.1) \times 10^4$	$(4.5 \pm 0.1) \times 10^4$	0.99 ± 0.02
7.767	$(0.90 \pm 0.03) \times 10^4$	$(0.86 \pm 0.03) \times 10^4$	1.04 ± 0.04
7.806	$(0.93 \pm 0.03) \times 10^4$	$(0.87 \pm 0.03) \times 10^4$	1.06 ± 0.05
7.882	$(2.61 \pm 0.05) \times 10^4$	$(2.67 \pm 0.05) \times 10^4$	0.97 ± 0.02
8.073	$(0.036 \pm 0.007) \times 10^4$	$(0.027 \pm 0.006) \times 10^4$	1.29 ± 0.32
8.102	$(0.010 \pm 0.005) \times 10^4$	$(0.024 \pm 0.006) \times 10^4$	0.44 ± 0.16
8.253	$(0.62 \pm 0.05) \times 10^4$	$(0.65 \pm 0.05) \times 10^4$	0.96 ± 0.05
8.264	$(0.84 \pm 0.06) \times 10^4$	$(0.93 \pm 0.06) \times 10^4$	0.90 ± 0.04

A.2 Suzaku/XIS 観測データ解析結果

第 4.4 節の Suzaku 観測データ解析結果を載せる。

表 A.2.1: Suzaku/XIS, 銀河団中心 1 分角以内, 観測データ解析結果

Energy[keV]	normalization
6.637	$(5.96 \pm 0.06) \times 10^{-6}$
6.668	$(4.34 \pm 0.04) \times 10^{-5}$
6.682	$(3.02 \pm 0.03) \times 10^{-5}$
6.701	$(1.25 \pm 0.01) \times 10^{-4}$
6.952	$(8.6 \pm 0.7) \times 10^{-6}$
6.973	$(8.6 \pm 0.7) \times 10^{-6}$
7.767	$(6.9 \pm 0.8) \times 10^{-6}$
7.806	$(6.6 \pm 0.8) \times 10^{-6}$
7.882	$(1.3 \pm 0.1) \times 10^{-5}$
8.073	$(0 \pm 6) \times 10^{-7}$
8.102	$(0 \pm 6) \times 10^{-7}$
8.253	$(2.5 \pm 0.6) \times 10^{-6}$
8.264	$(2.8 \pm 0.7) \times 10^{-6}$

表 A.2.2: Suzaku/XIS, 銀河団中心 2-4 分角以内, 観測データ解析結果

Energy[keV]	normalization
6.637	$(1.85 \pm 0.01) \times 10^{-5}$
6.668	$(1.351 \pm 0.007) \times 10^{-4}$
6.682	$(9.42 \pm 0.05) \times 10^{-5}$
6.701	$(3.89 \pm 0.02) \times 10^{-4}$
6.952	$(4.8 \pm 0.1) \times 10^{-5}$
6.973	$(4.8 \pm 0.1) \times 10^{-5}$
7.767	$(2.2 \pm 0.1) \times 10^{-5}$
7.806	$(2.1 \pm 0.1) \times 10^{-5}$
7.882	$(3.6 \pm 0.3) \times 10^{-5}$
8.073	$(0 \pm 1) \times 10^{-6}$
8.102	$(0 \pm 1) \times 10^{-6}$
8.253	$(9.8 \pm 1.0) \times 10^{-6}$
8.264	$(1.1 \pm 0.1) \times 10^{-5}$

A.3 Suzaku シミュレーション結果

A.3.1 第 4.3.1 節のシミュレーション結果

第 4.3.1 節の Suzaku シミュレーションの結果を以下に載せる。温度分布は図 3.5.19(b) の分布を用いたもの。

表 A.3.1: Suzaku, 銀河団中心 1 分角以内, M=0 での解析結果

Energy[keV]	normalization(共鳴散乱あり)	normalization(共鳴散乱なし)
6.637	$(2.09 \pm 0.01) \times 10^{-6}$	$(3.46 \pm 0.02) \times 10^{-6}$
6.668	$(1.52 \pm 0.01) \times 10^{-5}$	$(2.52 \pm 0.01) \times 10^{-5}$
6.682	$(9.69 \pm 0.07) \times 10^{-6}$	$(1.603 \pm 0.009) \times 10^{-5}$
6.701	$(2.75 \pm 0.02) \times 10^{-5}$	$(4.54 \pm 0.02) \times 10^{-5}$
6.952	$(4.07 \pm 0.09) \times 10^{-6}$	$(6.0 \pm 0.1) \times 10^{-6}$
6.973	$(4.01 \pm 0.09) \times 10^{-6}$	$(5.9 \pm 0.1) \times 10^{-6}$
7.767	$(2.4 \pm 0.1) \times 10^{-6}$	$(2.7 \pm 0.1) \times 10^{-6}$
7.806	$(2.3 \pm 0.1) \times 10^{-6}$	$(2.5 \pm 0.1) \times 10^{-6}$
7.882	$(3.3 \pm 0.2) \times 10^{-6}$	$(4.2 \pm 0.2) \times 10^{-6}$
8.073	$(1.2 \pm 0.4) \times 10^{-7}$	$(2.3 \pm 0.5) \times 10^{-7}$
8.102	$(1.3 \pm 0.5) \times 10^{-7}$	$(2.4 \pm 0.5) \times 10^{-7}$
8.253	$(1.37 \pm 0.06) \times 10^{-6}$	$(1.46 \pm 0.06) \times 10^{-6}$
8.264	$(1.73 \pm 0.08) \times 10^{-6}$	$(1.83 \pm 0.08) \times 10^{-6}$

表 A.3.2: Suzaku, 銀河団中心 2-4 分角以内, M=0 での解析結果

Energy[keV]	normalization(共鳴散乱あり)	normalization(共鳴散乱なし)
6.637	$(8.36 \pm 0.03) \times 10^{-6}$	$(8.01 \pm 0.03) \times 10^{-6}$
6.668	$(6.08 \pm 0.02) \times 10^{-5}$	$(5.82 \pm 0.02) \times 10^{-5}$
6.682	$(3.86 \pm 0.01) \times 10^{-5}$	$(3.70 \pm 0.01) \times 10^{-5}$
6.701	$(1.098 \pm 0.004) \times 10^{-4}$	$(1.051 \pm 0.004) \times 10^{-4}$
6.952	$(2.41 \pm 0.02) \times 10^{-5}$	$(2.43 \pm 0.02) \times 10^{-5}$
6.973	$(2.37 \pm 0.02) \times 10^{-5}$	$(2.39 \pm 0.02) \times 10^{-5}$
7.767	$(6.1 \pm 0.1) \times 10^{-6}$	$(6.0 \pm 0.1) \times 10^{-6}$
7.806	$(5.7 \pm 0.1) \times 10^{-6}$	$(5.6 \pm 0.1) \times 10^{-6}$
7.882	$(1.20 \pm 0.04) \times 10^{-5}$	$(1.19 \pm 0.03) \times 10^{-5}$
8.073	$(4.7 \pm 0.8) \times 10^{-7}$	$(4.6 \pm 0.8) \times 10^{-7}$
8.102	$(5.0 \pm 0.9) \times 10^{-7}$	$(4.9 \pm 0.9) \times 10^{-7}$
8.253	$(4.6 \pm 0.1) \times 10^{-6}$	$(4.5 \pm 0.1) \times 10^{-6}$
8.264	$(5.8 \pm 0.1) \times 10^{-6}$	$(5.6 \pm 0.1) \times 10^{-6}$

表 A.3.3: Suzaku, 銀河団中心 1 分角以内, M=0.5 での解析結果

Energy[keV]	normalization(共鳴散乱あり)	normalization(共鳴散乱なし)
6.637	$(2.73 \pm 0.01) \times 10^{-6}$	$(3.49 \pm 0.03) \times 10^{-6}$
6.668	$(1.97 \pm 0.01) \times 10^{-5}$	$(2.54 \pm 0.01) \times 10^{-5}$
6.682	$(1.258 \pm 0.008) \times 10^{-5}$	$(1.61 \pm 0.01) \times 10^{-5}$
6.701	$(3.57 \pm 0.02) \times 10^{-5}$	$(4.58 \pm 0.02) \times 10^{-5}$
6.952	$(5.2 \pm 0.1) \times 10^{-6}$	$(5.9 \pm 0.1) \times 10^{-6}$
6.973	$(5.1 \pm 0.1) \times 10^{-6}$	$(5.8 \pm 0.1) \times 10^{-6}$
7.767	$(2.5 \pm 0.1) \times 10^{-6}$	$(2.7 \pm 0.1) \times 10^{-6}$
7.806	$(2.3 \pm 0.1) \times 10^{-6}$	$(2.5 \pm 0.1) \times 10^{-6}$
7.882	$(4.1 \pm 0.2) \times 10^{-6}$	$(4.1 \pm 0.2) \times 10^{-6}$
8.073	$(1.0 \pm 0.5) \times 10^{-7}$	$(1.2 \pm 0.5) \times 10^{-7}$
8.102	$(1.1 \pm 0.5) \times 10^{-7}$	$(1.3 \pm 0.5) \times 10^{-7}$
8.253	$(1.44 \pm 0.06) \times 10^{-6}$	$(1.55 \pm 0.07) \times 10^{-6}$
8.264	$(1.81 \pm 0.08) \times 10^{-6}$	$(1.94 \pm 0.08) \times 10^{-6}$

表 A.3.4: Suzaku, 銀河団中心 2-4 分角以内, M=0.5 での解析結果

Energy[keV]	normalization(共鳴散乱あり)	normalization(共鳴散乱なし)
6.637	$(8.32 \pm 0.03) \times 10^{-6}$	$(7.97 \pm 0.03) \times 10^{-6}$
6.668	$(6.05 \pm 0.02) \times 10^{-5}$	$(5.79 \pm 0.02) \times 10^{-5}$
6.682	$(3.84 \pm 0.01) \times 10^{-5}$	$(3.68 \pm 0.01) \times 10^{-5}$
6.701	$(1.092 \pm 0.004) \times 10^{-4}$	$(1.046 \pm 0.004) \times 10^{-4}$
6.952	$(2.42 \pm 0.02) \times 10^{-5}$	$(2.52 \pm 0.02) \times 10^{-5}$
6.973	$(2.39 \pm 0.02) \times 10^{-5}$	$(2.48 \pm 0.02) \times 10^{-5}$
7.767	$(6.1 \pm 0.1) \times 10^{-6}$	$(6.1 \pm 0.1) \times 10^{-6}$
7.806	$(5.7 \pm 0.1) \times 10^{-6}$	$(5.7 \pm 0.1) \times 10^{-6}$
7.882	$(1.16 \pm 0.03) \times 10^{-5}$	$(1.20 \pm 0.04) \times 10^{-5}$
8.073	$(4.2 \pm 0.8) \times 10^{-7}$	$(4.4 \pm 0.8) \times 10^{-7}$
8.102	$(4.4 \pm 0.8) \times 10^{-7}$	$(4.7 \pm 0.9) \times 10^{-7}$
8.253	$(4.4 \pm 0.1) \times 10^{-6}$	$(4.7 \pm 0.1) \times 10^{-6}$
8.264	$(5.6 \pm 0.1) \times 10^{-6}$	$(5.9 \pm 0.1) \times 10^{-6}$

表 A.3.5: Suzaku, 銀河団中心 1 分角以内, M=1.0 での解析結果

Energy[keV]	normalization(共鳴散乱あり)	normalization(共鳴散乱なし)
6.637	$(2.90 \pm 0.01) \times 10^{-6}$	$(3.45 \pm 0.02) \times 10^{-6}$
6.668	$(2.11 \pm 0.01) \times 10^{-5}$	$(2.51 \pm 0.01) \times 10^{-5}$
6.682	$(1.343 \pm 0.009) \times 10^{-5}$	$(1.600 \pm 0.009) \times 10^{-5}$
6.701	$(3.81 \pm 0.02) \times 10^{-5}$	$(4.54 \pm 0.02) \times 10^{-5}$
6.952	$(5.7 \pm 0.1) \times 10^{-6}$	$(6.07 \pm 0.01) \times 10^{-6}$
6.973	$(5.4 \pm 0.1) \times 10^{-6}$	$(5.9 \pm 0.1) \times 10^{-6}$
7.767	$(2.6 \pm 0.1) \times 10^{-6}$	$(2.6 \pm 0.1) \times 10^{-6}$
7.806	$(2.5 \pm 0.1) \times 10^{-6}$	$(2.4 \pm 0.1) \times 10^{-6}$
7.882	$(3.9 \pm 0.2) \times 10^{-6}$	$(4.3 \pm 0.2) \times 10^{-6}$
8.073	$(2.0 \pm 0.5) \times 10^{-7}$	$(1.2 \pm 0.5) \times 10^{-7}$
8.102	$(2.2 \pm 0.5) \times 10^{-7}$	$(1.3 \pm 0.5) \times 10^{-7}$
8.253	$(1.40 \pm 0.06) \times 10^{-6}$	$(1.48 \pm 0.06) \times 10^{-6}$
8.264	$(1.75 \pm 0.08) \times 10^{-6}$	$(1.86 \pm 0.08) \times 10^{-6}$

表 A.3.6: Suzaku, 銀河団中心 2-4 分角以内, M=1.0 での解析結果

Energy[keV]	normalization(共鳴散乱あり)	normalization(共鳴散乱なし)
6.637	$(8.21 \pm 0.03) \times 10^{-6}$	$(7.98 \pm 0.03) \times 10^{-6}$
6.668	$(5.97 \pm 0.02) \times 10^{-5}$	$(5.80 \pm 0.02) \times 10^{-5}$
6.682	$(3.79 \pm 0.01) \times 10^{-5}$	$(3.69 \pm 0.01) \times 10^{-5}$
6.701	$(1.078 \pm 0.004) \times 10^{-4}$	$(1.048 \pm 0.004) \times 10^{-4}$
6.952	$(2.40 \pm 0.02) \times 10^{-5}$	$(2.43 \pm 0.02) \times 10^{-5}$
6.973	$(2.37 \pm 0.02) \times 10^{-5}$	$(2.40 \pm 0.02) \times 10^{-5}$
7.767	$(6.2 \pm 0.1) \times 10^{-6}$	$(6.0 \pm 0.1) \times 10^{-6}$
7.806	$(5.8 \pm 0.1) \times 10^{-6}$	$(5.6 \pm 0.1) \times 10^{-6}$
7.882	$(1.14 \pm 0.03) \times 10^{-5}$	$(1.15 \pm 0.03) \times 10^{-5}$
8.073	$(6.1 \pm 0.8) \times 10^{-7}$	$(4.9 \pm 0.8) \times 10^{-7}$
8.102	$(6.5 \pm 0.9) \times 10^{-7}$	$(5.3 \pm 0.9) \times 10^{-7}$
8.253	$(4.6 \pm 0.1) \times 10^{-6}$	$(4.6 \pm 0.1) \times 10^{-6}$
8.264	$(5.7 \pm 0.1) \times 10^{-6}$	$(5.8 \pm 0.1) \times 10^{-6}$

A.3.2 Sunders+06 の温度分布を用いたシミュレーション結果

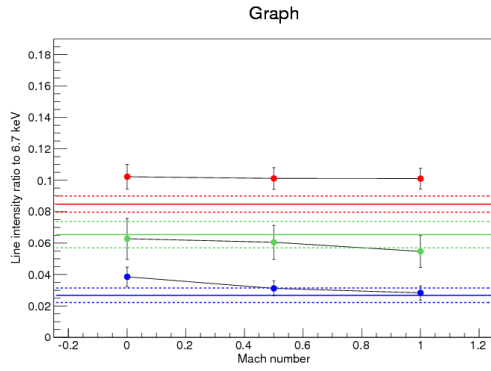
図 3.5.19(a) の Sunders+06 の温度分布を用いたシミュレーション結果を載せる。温度分布の式は第 3.4.2 節のモデル式である。

表 A.3.7: 6.7keV ラインに対する強度比

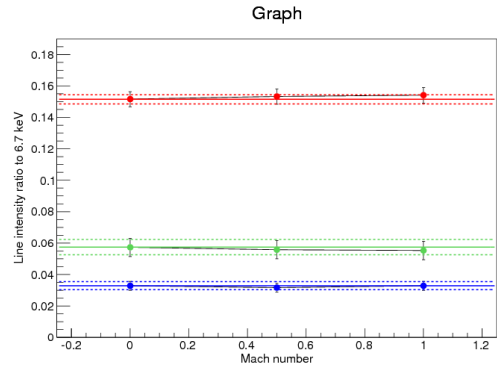
中心角	Energy[keV]	マッハ数 M	Suzaku シミュレーションによる強度比
$r < 1'$	7.0	0	0.1483 ± 0.0025
		0.5	0.1467 ± 0.0021
		1.0	0.1465 ± 0.0021
		共鳴散乱なし	0.132 ± 0.001
	7.88	0	0.060 ± 0.004
		0.5	0.058 ± 0.003
		1.0	0.052 ± 0.003
		共鳴散乱なし	0.046 ± 0.002
	8.25	0	0.057 ± 0.001
		0.5	0.046 ± 0.001
		1.0	0.041 ± 0.001
		共鳴散乱なし	0.036 ± 0.001
$r < 2 - 4'$	7.0	0	0.219 ± 0.001
		0.5	0.222 ± 0.001
		1.0	0.223 ± 0.001
		共鳴散乱なし	0.231 ± 0.001
	7.88	0	0.055 ± 0.001
		0.5	0.053 ± 0.001
		1.0	0.054 ± 0.001
		共鳴散乱なし	0.057 ± 0.001
	8.25	0	0.0485 ± 0.0008
		0.5	0.0467 ± 0.0008
		1.0	0.0485 ± 0.0009
		共鳴散乱なし	0.0489 ± 0.0009

表 A.3.8: 補正の比

7.0keV	7.88keV	8.25keV
0.689	1.034	0.676



(a) 銀河団中心 1 分角以内



(b) 銀河団中心 2-4 分角以内

図 A.3.1: シミュレーションによる強度比 (プロット点) と観測による強度比 (実線が真値、上下の点線が誤差) の比較 (横軸はマッハ数, 縦軸は 6.7keV に対する強度比; 赤:7.0keV, 緑:7.88keV, 青:8.25keV)

A.3.3 Zhuravleva+13 の温度分布を用いた Suzaku シミュレーション結果

同様に Zhuravleva+13 の温度分布を用いた Suzaku シミュレーションの結果を載せる。以下にその温度分布と結果を載せる。

$$T_e = 7.5 \frac{1 + \left(\frac{r}{58}\right)^{3.5}}{2.45 + \left(\frac{r}{58}\right)^{3.6}} \times \frac{1.55 + \left(\frac{r}{20}\right)^{2.04}}{1 + \left(\frac{r}{20}\right)^2} \text{ [keV]} \quad (1.3.1)$$

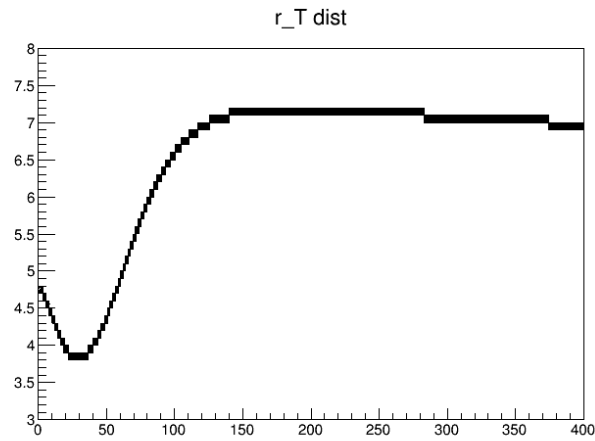


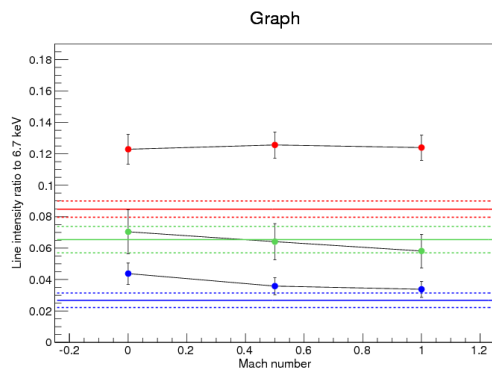
図 A.3.2: Zhuravleva+13 を用いた温度分布 (横軸は銀河団の半径 [kpc], 縦軸は温度 [keV])

表 A.3.9: 6.7keV ラインに対する強度比

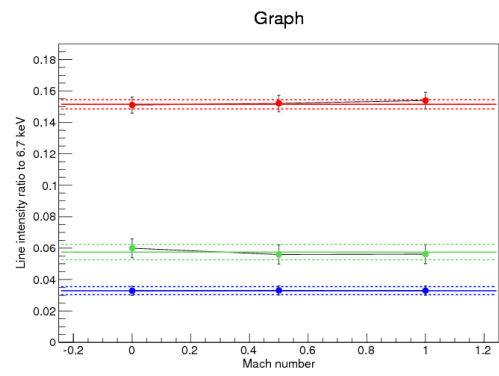
中心角	Energy[keV]	マッハ数 M	Suzaku シミュレーションによる強度比
$r < 1'$	7.0	0	0.798 ± 0.003
		0.5	0.203 ± 0.002
		1.0	0.200 ± 0.002
		共鳴散乱なし	0.189 ± 0.002
	7.88	0	0.071 ± 0.004
		0.5	0.065 ± 0.003
		1.0	0.059 ± 0.003
		共鳴散乱なし	0.054 ± 0.002
	8.25	0	0.067 ± 0.002
		0.5	0.055 ± 0.001
		1.0	0.051 ± 0.001
		共鳴散乱なし	0.044 ± 0.001
$r < 2 - 4'$	7.0	0	0.244 ± 0.001
		0.5	0.246 ± 0.001
		1.0	0.248 ± 0.001
		共鳴散乱なし	0.252 ± 0.001
	7.88	0	0.060 ± 0.001
		0.5	0.056 ± 0.001
		1.0	0.057 ± 0.001
		共鳴散乱なし	0.058 ± 0.001
	8.25	0	0.0505 ± 0.0009
		0.5	0.0509 ± 0.0009
		1.0	0.0507 ± 0.0009
		共鳴散乱なし	0.0529 ± 0.0009

表 A.3.10: 補正の比

7.0keV	7.88keV	8.25keV
0.618	0.983	0.649



(a) 銀河団中心 1 分角以内



(b) 銀河団中心 2-4 分角以内

図 A.3.3: シミュレーションによる強度比 (プロット点) と観測による強度比 (実線が真値、上下の点線が誤差) の比較 (横軸はマッハ数, 縦軸は 6.7keV に対する強度比; 赤:7.0keV, 緑:7.88keV, 青:8.25keV)

参考文献

- [1] Cien Shang, S. Peng Oh, 2013, MNRAS, 433, 1172
- [2] Nagai D. et al., 2013, ApJ, 777, 137
- [3] 北山哲, 平成 25 年広島大学理学研究科集中講義「銀河団の物理」参考資料, 2013, 東邦大学
- [4] 深沢泰司, 「宇宙天体物理学」講義資料, 2012, 広島大学
- [5] <http://chandra.harvard.edu/photo/2003/perseus/more.html>
- [6] <http://apod.nasa.gov/apod/ap090508.html>
- [7] 梅木勇大, 卒業論文, 「鉄輝線共鳴散乱による銀河団高温プラズマの内部運動の研究」, 2007, 広島大学
- [8] ASTRO-H White Paper Cluster of Galaxies and Related Science, 2013
- [9] Kotani T, et al., 2000, ApJ, 539, 413
- [10] Shigayama T. 1998, ApJ, 497, 587
- [11] Geant4 日本グループ, Geant4 初心者講習会 2013 資料, 2013
- [12] <http://public.lanl.gov/mkippen/actsim/g4lecs/>
- [13] 脇本和昌, 初等情報処理講座 乱数の知識 5, 1978, 森北出版株式会社
- [14] Churazov E ,et al., 2004, MNRAS, 347, 29
- [15] <http://astro-h.isas.jaxa.jp/>
- [16] <http://www.astro.isas.ac.jp/suzaku/index.html.ja>
- [17] Zhuravleva I, et al., 2013, MNRAS, 435, 3111
- [18] Sunders J. S., Fabian A. C., 2006, MNRAS, 370, 63