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

広島大学 理学部 物理科学学科
高エネルギー宇宙・素粒子実験研究室
B034102 梅木 勇大
主査 深沢泰司 副査 平谷篤也

2007年2月9日

概 要

宇宙には我々の暮らしている銀河系と同じような銀河が無数に存在し、複数の銀河が集まって銀河団を形成している。銀河団は主に、銀河 (星)、高温プラズマ (ICM)、ダークマター (DM) で構成される。その質量比は 1:2-5:10-30 であり、銀河団の研究において ICM は欠かすことができない。ICM は銀河団内で何らかの擾乱を生じていると考えられている。この擾乱が乱流を生じるほど激しいものであれば、宇宙の高エネルギー粒子の加速機構を解明する上でも非常に興味深い。

本研究では、He-like な Fe-Kα 線の共鳴散乱を利用して銀河団の乱流の有無を探った。まず、Geant4 を用いたシミュレーションにより銀河団の共鳴散乱を定量的に見積もった。シミュレーション環境を構築することから始め、様々な動作確認を行った上で銀河団の共鳴散乱を再現した。併せて、X 線天文衛星すざくによる銀河団のデータについて解析を行い、シミュレーションとの比較によって共鳴散乱の有無を調べた。

目 次

第 1 章　Introduction **3**

第 2 章　銀河団の観測 **4**
2.1 銀河団の X 線観測 4
2.2 Intracluster Medium (ICM) 5
2.2.1 X 線放射機構 5
2.2.2 β モデル 6
2.3 ICM の乱流 8
2.3.1 乱流 8
2.4 共鳴散乱 9

第 3 章　Geant4 による共鳴散乱シミュレーション **12**
3.1 シミュレーションの意義 12
3.2 シミュレーションツール・Geant4 12
3.3 シミュレーションの流れ 13
3.4 シミュレーションプログラムの構築 16
3.4.1 反応の記述 (ResoScat) 16
3.4.2 銀河団高温ガス (ICM) の構成 (ClusterConstruction) 19
3.4.3 光子発生の記述 (PrimaryGeneratorAction) 20
3.5 共鳴散乱シミュレーション 21
3.5.1 散乱過程の動作確認 21
3.5.2 ICM 内での反応の確認 21
3.5.3 検出方法 23
3.5.4 銀河団における共鳴散乱シミュレーション 24

第 4 章　銀河団の解析 **28**
4.1 解析対象の銀河団 28
4.2 X 線天文衛星「すざく」 28
4.2.1 すざく衛星の概要 28
4.2.2 XIS 29

4.3 スペクトル解析 29
4.3.1 データ処理 30
4.3.2 モデルスペクトル 31
4.4 スペクトル解析の結果 33
4.4.1 モデルフィッティング 33
4.4.2 ライン比による共鳴散乱の評価 38

第 5 章 Discussion **40**
5.1 共鳴散乱の評価 40
5.2 今後の課題 40
5.3 Conclusion 41

付 録 A 乱数 **42**
A.1 逆変換法 42
A.2 棄却法 42

付 録 B Geant4 のプログラム例 **44**

第1章　Introduction

銀河団は、銀河 (星)、高温プラズマ (ICM)、ダークマター (DM) などで構成される。その質量比はおよそ 1:2-5:10-30 であり、銀河団の研究においては星のみならず ICM や DM も重要である。

ICM は X 線で明るく輝いて見え、これまでに打ち上げられた様々な X 線天文衛星 (Einstein(1978-1981)、ROSAT(1990-1999) など) によって観測的研究が進んできた。観測により得られた温度分布や密度分布を用いると、ICM ガスが放射によって全エネルギーを失うのにかかる時間 (cooling time) を見積もることができる。銀河団中心部の高密度領域では cooling time が ~ 10^{8-9}yr で宇宙年齢 (10^{10}yr) より短いことから、中心の ICM ガスは冷えていると考えられる。中心のガスが放射冷却によりエネルギーを失うと周囲の高温ガスとの間に圧力勾配が生じる。この勾配を埋めるように周囲のガスが中心へ流れ込んでいき、さらに放射冷却で冷えていくというサイクルを繰り返す Cooling Flow モデルが広く信じられてきた。しかし、最近の精度のよい観測 (あすか (1993-2001)、Chandra(1999-)、XMM-Newton(2000-) など) により、単純に cooling のみが起こっているわけではなく、何らかの加熱も起こっているらしいということが分かった。この加熱源の候補として、中心銀河の AGN ジェットや磁気リコネクション、銀河団同士の衝突・合体による ICM へのエネルギー放出などがある。そしてこれに伴い、銀河団に満ちている ICM ガスには擾乱が生じていると予想される。もし、この擾乱が乱流を生じるほど激しいものであれば、宇宙の高エネルギー粒子の加速機構を解明する上でも非常に興味深いといえる。

本研究では、He-like な Fe-Kα 線の共鳴散乱を利用して、銀河団の乱流の有無を調べた。まず、銀河団における共鳴散乱を定量的に見積もるために Geant4 を用いてシミュレーション環境を構築した。シミュレーションでは、銀河団の ICM を近似的に再現し、共鳴散乱の断面積を実際に計算させることで、ICM 中の光子の伝播を追って共鳴散乱を再現した。また、2 つの銀河団に対する X 線天文衛星すざく (2005-) のデータについてスペクトル解析を行い、シミュレーションと比較することで乱流がどの程度起こっているかを調べた。

第2章　銀河団の観測

2.1　銀河団のX線観測

宇宙には、我々の住んでいる銀河系と同じ様な銀河が無数にある。銀河は宇宙に一様に分布しているのではなく、複数の銀河が集まって銀河団を構成している。ひとつの銀河団に含まれる銀河の数は10-10^3個であり、銀河団は重力で閉じた宇宙で最大の系である。また、その広がりは数Mpcに達する。

銀河団の観測的研究は20世紀に入ってから可視光領域にて始まった。その後、1970年代にアメリカのX線天文衛星Uhuruによって、銀河団が強いX線源であることが確かめられて以来、銀河団のX線観測は急速に発展してきた。銀河団からのX線放射の分布は、可視光での銀河の分布と同程度の広がりをもっている。また、その明るさはほとんど時間変化せず、X線光度は10^{43-45}erg/sに達する。このような性質を示すX線放射メカニズムとして、希薄な高温プラズマ(温度10^{7-8}K(1-10keV)、密度~10^{-3}atoms/cm^3)による熱制動放射が考えられた。1976年にFeの輝線放射が観測されたことから、銀河団からのX線放射は高温プラズマ(Intracluster Medium; ICM)からの放射であることが確実となった。1984年には、Uhuru衛星の後継機Einstein衛星により、X線表面輝度はその分布が球対称であることと等温で静水圧平衡に達していると仮定したβモデルでよく再現できることが明らかになった。βモデルはICMの密度分布のモデルであり、表面輝度分布の傾きを示すβと、それ以内では分布が一定になるコア半径R_cの2つのパラメータで定義される。これまでの観測による典型的な値はそれぞれ0.4-0.8、50-500kpcとなっている。また、βモデルによる密度分布から見積もられるICMの全質量は構成銀河の2-5倍もあり、ICMは銀河団の構成要素として重要であると言える。さらに、ICMの質量分布と温度分布から重力物質の分布を求めることができ、重力物質はICMと星(銀河)の質量を合わせたものの5-10倍の質量をもつことが分かっている。これは、銀河団においてダークマターが重力物質の大部分を占めているということを示している。

図 2.1: かみのけ座銀河団の可視光 (左) と X 線 (右) イメージ

2.2 Intracluster Medium (ICM)

銀河団を X 線で観測すると銀河だけでなく銀河間も輝いて見える。これは、銀河間を満たしている高温プラズマ (ICM) からの放射が見えているためである。ここでは、ICM の標準的な物理的描像について説明する。その前提として、銀河団は重力的に閉じた自己重力系であり、質量の大部分を担うダークマターが作る重力ポテンシャルに ICM が束縛されている状態を考えている。

2.2.1 X 線放射機構

ICM からの X 線放射は光学的に薄い高温プラズマからの放射であり、熱制動放射による連続成分と輝線放射によるライン成分に分けられる。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のことを指す。電子はクーロン力によってイオンに引き付けられて進行方向を曲げられるときに光子を放出する。この放射機構を熱制動放射という。熱制動放射 (連続成分) の emissivity は以下のように表される。

$$\epsilon_\nu^{ff} = 6.8 \times\ 10^{-38}\,\mathrm{erg\,s^{-1}cm^{-3}Hz^{-1}} \sum_i Z_i^2 n_e n_i T^{-1/2} e^{h\nu/k_B T} \bar{g}_{ff} \tag{2.2.1}$$

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。$\bar{g}_{ff}$ は free-free 放射に対する量子的補正でガウント因子と呼ばれる。また、宇宙の完全電離ガスでは、$\mathrm{H^+}$:$\mathrm{He^{2+}} = 0.9 : 0.1$ より、$n_{\mathrm{H^+}} : n_{\mathrm{He^{2+}}} : n_e = 0.9 : 0.1 : 0.1$ となるので、

$$\sum_i Z_i^2 n_e n_i \sim (1^2 \frac{0.9}{1.1} + 2^2 \frac{0.1}{1.1}) n_e^2 \sim 1.18 n_e^2 \tag{2.2.2}$$

となる。一般的に、$n_{gas} = n_i + n_e$ として扱う。また、式 (2.2.1) を全周波数で積分すると全放射率を得られる。

$$1.4 \times\ 10^{-27}\,\mathrm{erg\,s^{-1}cm^{-3}}\,T^{1/2} n_e n_i \sum_i Z_i^2 \bar{g}_B \tag{2.2.3}$$

$\bar{g}_B$ は平均のガウント因子であり、1.1-1.5 の値をとる。

ICM 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なので、He/H-like なイオンか、完全電離された状態にあり、共鳴ラインを放射する。この放射機構を輝線放射という。熱制動放射と輝線放射の両方の成分を考えると、全 X 線光度は以下のように表すことができる。

$$L_X = \int dV \int n_e^2 (\epsilon_\nu^{ff} + \epsilon_\nu^{line}) = \int n_e^2(R) \Lambda(T(R), A(R))\, dV \tag{2.2.4}$$

ここで、$\Lambda(T(R), A(R))$ は温度 T と重元素アバンダンス A の関数である cooling function、$\int n_e^2\, dV$ は emission measure である。cooling function は多くの人によって、高温プラズマの様々な状態を仮定した計算がなされている。このような高温ガスからのスペクトルして、Raymond-Smith モデルや MEKAL モデルといった幾つかのモデルがある。

2.2.2 β モデル

ICM の密度分布を記述するモデルとして一般的に用いられるのが β モデルである。このモデルは、自己重力系に束縛された ICM が等温で静水圧平衡を保った状態を仮定している。ガスの圧力勾配と重力のつり合いから、

$$\nabla P_{gas} = -\mu m_p n_{gas} \nabla \phi \tag{2.2.5}$$

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、$\mu \sim 0.6$ は陽子の質量 m_p に対する molecular weight である。また、n_{gas} は ICM のイオンと電子の両方を含む数密度である。気体の状態方程式より、ICM の圧力は、

$$P = n_{gas} k_B T \tag{2.2.6}$$

で表されて、ICM の分布が球対称であると仮定すると、式 (2.2.5) は以下のように書き換えられる。

$$\frac{k_B T(R)}{\mu m_p} \frac{d \log n_{gas}(R)}{dR} = -\frac{d\phi(R)}{dR} \tag{2.2.7}$$

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。その速度分散 $\sigma(R)$ と質量密度 $\rho(R)$ を用いると、以下の式が得られる。

$$\sigma^2(R)\frac{d\log\rho(R)}{dR} = -\frac{d\phi(R)}{dR} \tag{2.2.8}$$

式 (2.2.7) と式 (2.2.8) から、ICM の数密度と重力物質の質量密度は $n_{gas} \propto \rho^{\beta}$ と関係付けられる。ここで、β は以下のように定義され、ICM と重力物質の単位質量当りのエネルギー比を表している。

$$\beta \equiv \frac{\mu m_p \sigma^2}{k_B T} = 0.726(\frac{\sigma}{10^3\mathrm{km/s}})^2(\frac{T}{10^8\mathrm{K}})^{-1} \tag{2.2.9}$$

銀河団が自己重力系であると仮定して、ϕ を ρ の作り出す自己重力ポテンシャルとすると、ϕ と ρ の間には以下のポアソンの式が成り立つ。

$$\Delta\phi(R) = 4\pi G\rho(R) \tag{2.2.10}$$

式 (2.2.8) と式 (2.2.10) を満たす近似解は King(1962) によって与えられ、

$$\rho(R) = \rho_0[1 + (\frac{R}{R_c})^2]^{-\frac{3}{2}} \tag{2.2.11}$$

となる (King Model)。ここで、ρ_0 は中心の質量密度であり、R_c はコア半径である。これより、ICM の数密度分布な以下のようになる。

$$n_{gas}(R) = n_0[1 + (\frac{R}{R_c})^2]^{-\frac{3}{2}\beta} \tag{2.2.12}$$

これが β モデルと呼ばれるもので、β は密度分布の傾きを表すパラメータである。式 (2.2.4) で表されるように、ICM の単位体積当りの X 線放射光度は $n_{gas}^2\Lambda(T, A)$ である。実際に我々が観測する X 線は、この放射を視線方向に沿って足し合わせたものであるので、式 (2.2.12) を使うと、

$$S_b(r) = 2\int_0^{\infty} n_{gas}^2\Lambda(T, A)dl = S_0[1 + (\frac{r}{R_c})^2]^{-\frac{3}{2}\beta+\frac{1}{2}} \tag{2.2.13}$$

が実際に観測する X 線輝度分布になる。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、

$$S_0 = \Lambda(T, A)\sqrt{\pi}(\frac{n_e}{n_p})n_0^2 R_c\frac{\Gamma(3\beta - \frac{1}{2})}{\Gamma(3\beta)} \tag{2.2.14}$$

となり、n_0^2 に比例した定数であることが分かる。この関係を用いると、X 線輝度分布から ICM の密度分布を求めることができる。ICM の密度分布が分かると、ICM の全質量は以下の積分を実行することで求めることができる。

$$M_{gas}(R) = \int_0^R 4\pi R'^2\mu m_p n_{gas}(R')dR' \tag{2.2.15}$$

2.3 ICMの乱流

先行研究によってICMに乱流が起きていることが示唆されている。この乱流の成因として考えられているものは、例えば次の2つがある。
(1) 銀河団同士の衝突によってお互いのガスがかたまり (バルク) として流れ込むことによってICMがかき乱されて乱流が起こる。
(2) 銀河団のメンバー銀河が激しく動き回りICMの磁場をかき乱すことで、磁力線のつなぎかえ (磁気リコネクション) が起こることで乱流が起こる。
乱流が起こっていれば、フェルミの2次加速によって銀河団内の宇宙線はさらに加速されると考えられる。このようなことから銀河団は宇宙最大規模の粒子加速器であると考えられ、実際に銀河団で加速されたと思われる粒子の放射が硬X線や電波で観測されている。そのためICMの内部運動 (乱流など) を調べることは興味深い。

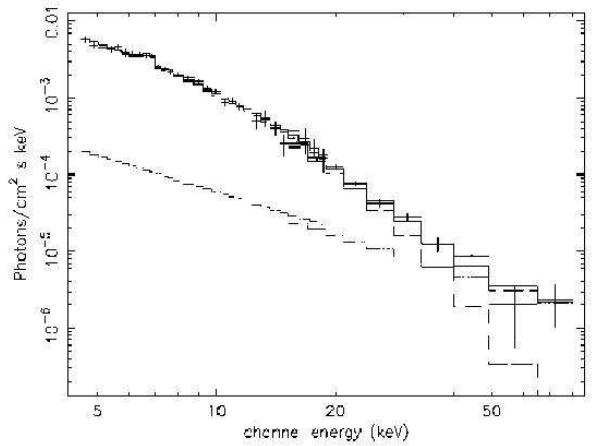

図 2.2: Beppo-SAX衛星で観測したかみのけ座銀河団からの硬X線放射のスペクトル (Fusco-Femiano et al. 1999)

2.3.1 乱流

ICMは高温プラズマ状態であり、流体として記述できる。この際ICMの粘性を考慮する必要がある。粘性応力$\mathbf{F}_{vis}$は次のように表される。

$$\mathbf{F}_{vis} = \eta(\nabla^2\mathbf{v} + \frac{1}{3}\nabla\nabla\cdot\mathbf{v}) \tag{2.3.1}$$

ここで、η は動粘性度であり、ICM の粘性を表す。ICM に磁場のない状態で 1 種類のイオンから成るプラズマを仮定すると、動粘性度は次のように近似できる。

$$\begin{aligned} \eta &\approx \frac{1}{3} m_i n_i \langle v_i \rangle_{rms} \lambda_i \\ &\approx 5000\,\mathrm{g\,cm^{-1}s^{-1}} (\frac{T}{10^8\mathrm{K}})^{5/2} (\frac{\ln\Lambda}{40})^{-1} \end{aligned} \tag{2.3.2}$$

ここで、m_i、n_i、$\langle v_i \rangle_{rms}$、$\lambda_i$ はそれぞれ、イオンの質量、数密度、熱運動による平均ランダム速度、平均自由行程である。動粘性度は温度に強く依存し、密度とは独立である。しかし、粘性度は主に電子ではなくイオンを扱っており、粒子の質量に左右される。

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、流体力学において流れを特徴づける最も重要な無次元のパラメータである。この値が大きいと乱流が生じやすい。密度 ρ、流れの速度 v、対象のスケール l とすると、

$$R_e \equiv \frac{\rho v l}{\eta} \tag{2.3.3}$$

また、R_e は次のようにも書ける。

$$R_e \approx 3M(\frac{l}{\lambda_i}) \tag{2.3.4}$$

M はマッハ数のことで、$M \equiv v/c_s$(c_s は音速) と定義される。R_e を ICM で考えると、銀河団の大きさ $l = 0.5$-3.0 Mpc となり、電子またはイオンの平均自由行程 λ_i は、

$$\lambda_i \approx 23\,\mathrm{kpc}\,(\frac{T}{10^8\mathrm{K}})^2 (\frac{n_e}{10^3\mathrm{cm^{-3}}})^{-1} \tag{2.3.5}$$

である。銀河団同士の衝突では $M \approx 1$ なので、R_e は数 100 程度となる。中心部では、温度が低い分 R_e はより大きな値となる。このように ICM はレイノルズ数が大きい ($R_e \gtrsim 1000$) ため乱流が生じやすいと考えられる。

2.4 共鳴散乱

ICM の乱流を探る方法として、大きく 2 つ挙げることができる。第 1 に、スペクトルの輝線の広がり (ライン幅) から求めることができる。図 2.3 に、ある銀河団の X 線スペクトルのシミュレーション結果を示す (Kawano et al.)。放射は 3.5keV の MEKAL モデルを仮定し、熱運動によるドップラー効果のみ考慮した場合と、熱的ドップラーと 300km/s の乱流を仮定した場合のものである。Fe の He-like な Kα、Kβ 線付近を抜き出している。乱流ありの場合の方が乱流なしの場合と比べてライ

ン幅が広がっているのが分かる。しかし、この方法では乱流によるドップラー効果 $v/c \approx 0.1\%$、つまり 6eV 以下のエネルギー分解能が必要となる。現状の汎用観測機に搭載されている CCD の分解能はせいぜい 120eV であるので観測は不可能である。

第 2 に、共鳴散乱を乱流の有無の指標とするものである。共鳴散乱とは、光子のエネルギーが ICM 中の重元素イオンの遷移エネルギー (例：Fe-Kα 6.7keV) と共鳴して吸収され、再び任意の方向へ放出されるため散乱しているように見える現象のことである。遷移エネルギーと同じエネルギーをもった光子が入射すると、重元素イオンの電子が励起される。励起された状態は不安定なのですぐに元の状態に戻るが、このときに同じエネルギーの光子が放射される。光子は入射した方向とは関係なく、一様等方に放射される。銀河団で乱流が起こっていなければ、通常起こるトムソン散乱に比べて、共鳴ラインでは共鳴散乱の断面積の方が数桁大きいので、このような共鳴散乱が観測されるはずである。散乱を受けやすい Kα 線が弱くなり、Fe 輝線の強度比 Kβ/Kα は大きくなる。一方、銀河団で乱流が起こっていれば、重元素イオンは激しく動き回っていると考えられる。このとき、輝線光子のエネルギーがイオンの共鳴エネルギーに対してドップラーシフトするので共鳴散乱しにくくなる。共鳴散乱がないときの Fe 輝線の強度比 Kβ/Kα は理論的に計算できる (図 2.4) ので、理論値とのずれから共鳴散乱の有無について調べることができる。このずれを有意に検出する際には、高い分解能は強くは要求されず、Kα 線以外の弱い輝線の強度を精度良く測定することが重要となる。そのため、大面積の X 線検出器と低バックグラウンドを兼ね備えた衛星による観測が必要である。XMM-Newton 衛星やすざく衛星がそれを実現しており、共鳴散乱を利用した乱流の測定は可能であると考えられる。

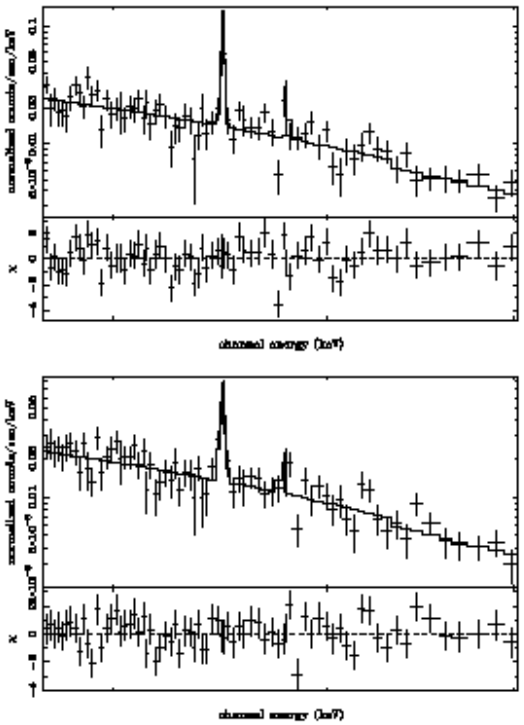

図 2.3: シミュレーションにより得られた Fe-K ライン付近のスペクトル。(上) 乱流なし、(下)300km/s の乱流 を仮定している (Kawano et al. 2004)。

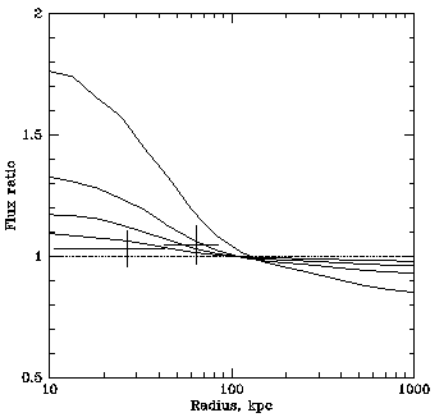

図 2.4: 乱流を仮定したシミュレーションにより得られた Perseus 銀河団の Fe-K ラインの Kβ/Kα 強度比の半径分布 (Churazov et al. 2004)。上から、乱流の平均マッハ数 $M = 0$, 0.25, 0.5, 1。

第3章　Geant4による共鳴散乱シミュレーション

3.1　シミュレーションの意義

通常、散乱の度合は単純な条件下では積分によって計算できる。しかし、銀河団における散乱の場合、ICM の密度が場所によって違うことや散乱が複数回起こり得ること、観測が銀河団を視線方向に投影したものであることなどを考慮する必要があるため複雑である。シミュレーションならば、上記のような複雑な条件の反応でも再現することが可能である。そのため、シミュレーションによって散乱を伴う反応を調べるのは有効であると言える。本研究では、Geant4 を用いて銀河団における共鳴散乱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

Geant4 とは、陽子・電子・光子などの粒子と物質との間で起こる様々な相互作用を正確にシミュレートすることのできる大規模ソフトウェアである。元々は高エネルギー粒子検出器を設計する際に、実験の様子をシミュレートする目的で開発されたものである。現在では高エネルギー物理学、宇宙線や原子核の実験、さらには医療の分野にも応用されている。

我々が普段行っている物理実験のシミュレーションをするには、色々な設定が必要となる。プログラム中において、実験室の準備に始まり、用いる物質の再現、反応の素過程の断面積の取り込み、イベントループの設定、粒子の追跡などがある。Geant4 には、上記を再現するためのアルゴリズムが既に用意されているので、比較的容易にシミュレーションを行うことができる。銀河団における散乱のシミュレーションを行う場合には、反応物質を宇宙空間の ICM とみなし、反応過程は散乱断面積を実際に計算することになる。

3.3　シミュレーションの流れ

Geant4 は C++言語で書かれたオブジェクト指向のプログラムである。「クラス」と呼ばれる ある機能をもったプログラムを単位として構成される。「クラス」に機能ごとのコードを書き、これらをまとめることによって、複雑で大規模なプログラムを作成することができる。本研究では、geant 4.08.01 version を使用した。

図 3.1 にどのようなシミュレーションを行うかを示し、図 3.2 にはシミュレーションの流れを示す。(1) 初期化する。このときにあらかじめ設定しておいた銀河団の構成などが反映される。(2) 光子を順次 1 つずつ発生させる。(3) 銀河団の中で反応させる。(4) 銀河団の外に出てきたものを検出する。このような流れで銀河団を再現することにする。

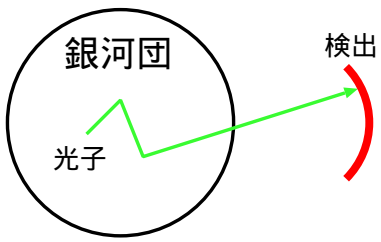

図 3.1: シミュレーションの様子

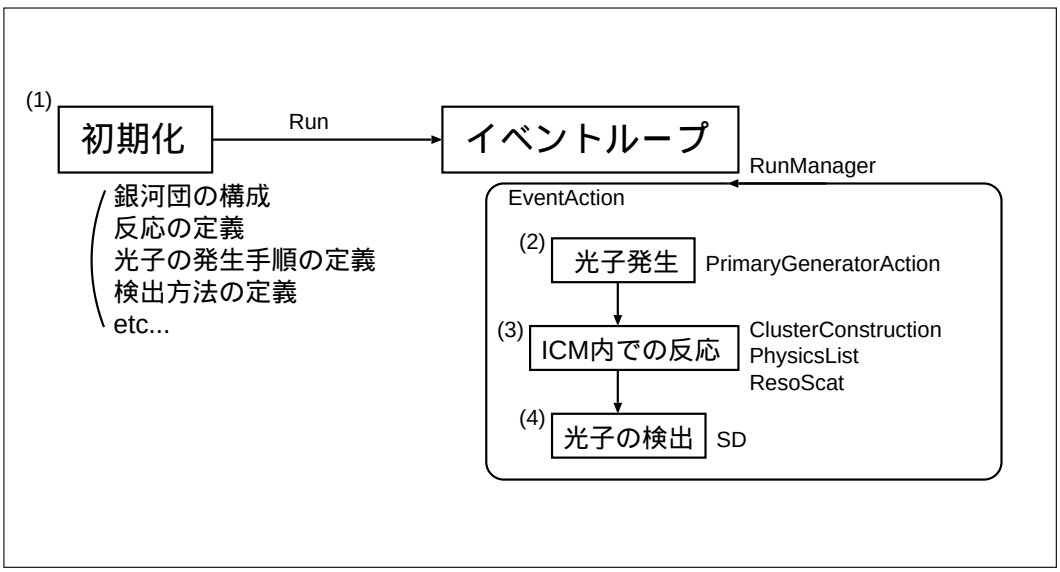

図 3.2: シミュレーションの大まかな流れ

以下にユーザーが設定できる主なクラスについて説明する (図 3.2, 3.3 参照)。

ClusterConstruction

銀河団ガス (ICM) を構成するクラス。
Geant4 の提供するクラスを用いて構成できるようになっている。
G4Sphere... 球を用意
G4LogicalVolume... 構成要素 (組成、密度、温度、etc) を決定
G4PVPlacement... 作ったものを座標にセット

SD(sensitive detector)

検出器内で反応をした粒子を追跡するクラス。
シミュレーション結果を取得して output するときに必要となる。
G4SensitiveDetector... 粒子の飛跡を追うように設定

EventAction

イベント結果の取得や viewer(画面表示) の設定をするクラス。

PhysicsList

実験で起こり得る物理過程の設定をするクラス。
Geant4 本体には、膨大かつ様々な反応過程を想定したクラス群が入っているので、どの反応を使うかをここで設定する。その中で、平均自由行程の小さいものが優先的に反応としてあらわれる。

ResoScat

共鳴散乱の過程を記述するクラス。
Geant4 には用意されていないので今回は自分で用意した。平均自由行程や散乱過程を設定する。PhysicsList クラスで、このクラスの反応も使うように設定する。
PostStepDoIt... 起こり得る反応過程を記述
GetMeanFreePath... 反応確率を決める平均自由行程を記述
Randomize... 乱数を発生する G4UniformRand() 関数を呼ぶ。

PrimaryGeneratorAction

入射粒子の設定をするクラス。
粒子の種類、発生場所、エネルギーを自由に決めることができる。今回は粒子=光子、発生場所=ICM 内となる。
G4ParticleGun... 入射粒子を発生させる。

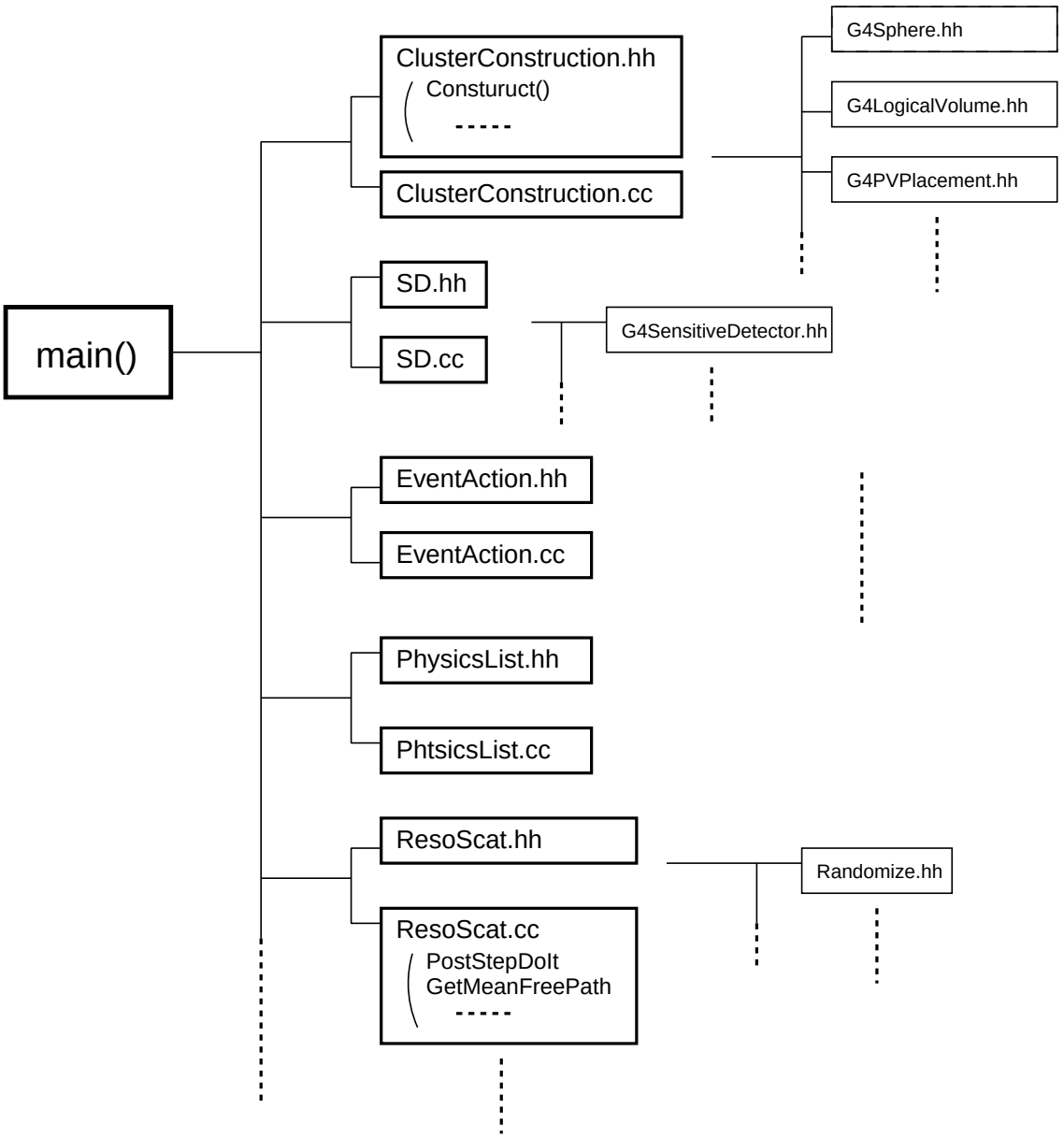

図 3.3: シミュレーションプログラムの構成図

3.4　シミュレーションプログラムの構築

本研究で試みるシミュレーションのプログラムは、次の 4 点を抑えて構築することが重要となる。(1)1 イベントごとの反応の記述。(2)ICM のジオメトリや組成比の構成。(3) 入射光子の発生方法。(4) 光子の検出方法。以下に (1)**ResoScat** クラス、(2)**ClusterConstruction** クラス、(3)**PrimaryGeneratorAction** クラスをそれぞれどのようにユーザー設定したか説明する。(4) については 3.5.3 節で述べることにする。プログラムの具体例を付録に載せているのでそちらも参照してほしい。

3.4.1　反応の記述 (ResoScat)

ここでは主に散乱断面積と散乱方向を記述する。今回のシミュレーションでは、トムソン散乱 (連続成分) と共鳴散乱 (ライン成分) の 2 種類の散乱を取り込んだ。

トムソン散乱はコンプトン散乱の低エネルギー極限 ($\hbar\omega \ll m_e c^2$) である。コンプトン散乱の断面積はクライン・仁科の式で与えられる。

$$\frac{d\sigma_{compt}}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2}\frac{1}{[1+\gamma(1-\cos\theta)]^2}\left[1+\cos^2\theta+\frac{\gamma^2(1-\cos\theta)^2}{1+\gamma(1-\cos\theta)}\right] \tag{3.4.1}$$

ここで、r_e^2 は電子の古典半径 ($\alpha/m_e c^2$ =2.82 fm) であり、$\gamma = E_0/m_e c^2$ ($E_0(=\hbar\omega)$ は入射光子のエネルギー) である。式 (3.4.1) の古典極限をとって全立体角で積分すると、トムソン散乱の全断面積は $\sigma_T = 6.65\times10^{-24}\,\mathrm{cm}^2$ と求まる。またトムソン散乱には、入射光子の電場ベクトルに対して垂直な方向に散乱されやすいという性質がある。トムソン散乱はコンプトン散乱のアルゴリズムを用いて再現することにした。今回は、既成の G4LECS(Geant4 Low-Energy Compton Scattering Package) というパッケージに入っているアルゴリズムを使用した。

共鳴散乱は 2.4 節で述べたような反応であり、断面積 σ_R を次のように表せる。

$$\sigma_R = \frac{\pi e^2}{m_i c} f_{12}\frac{h}{\sqrt{2\pi}\Delta E}\exp\left\{-\frac{(E_0-E_{RS})^2}{2\Delta E^2}\right\} \tag{3.4.2}$$

ここで、E_{RS} は光子と重元素 (イオン) が共鳴するエネルギー、f_{12} は振動子強度である。表 3.1 に数値を示す。ΔE は熱的なドップラー効果による共鳴エネルギーの幅を表し、

$$\Delta E = E_0\frac{v_i}{c} = E_0\left(\frac{k_B T}{m_i c^2}\right)^{1/2} \tag{3.4.3}$$

と書ける。また、シミュレーションでは乱流の効果を組み込む必要がある。乱流の

平均速度を v_{turb} とすると式 (3.4.3) は次のように書ける。

$$\Delta E = E_0 \left(\frac{k_B T}{m_i c^2} + \frac{v_{turb}^2}{c^2} \right)^{1/2} \tag{3.4.4}$$

$$\approx E_0 \left[\frac{k_B T}{m_i c^2} (1 + 1.4 \frac{m_i}{m_p} M^2) \right]^{1/2} \tag{3.4.5}$$

ここで、M はマッハ数という物質中の音速 c_s と速度 v の比 (v/c_s) を表す無次元量である。共鳴散乱の散乱方向は一様等方とし、これを再現するために乱数を利用する。散乱方向を決定する角度を 3 次元極座標系で考えると、

$$\phi_R = 2\pi \, \mathrm{rand} \tag{3.4.6}$$

$$\theta_R = \arccos[-(-1 + 2 \, \mathrm{rand})] \tag{3.4.7}$$

となる。ここで、rand は 0-1 の乱数である。Geant4 では、G4UniformRand() 関数を使って区間 (0,1) の乱数 (小数第 6 位まで) を振ることができる。

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

表 3.1: 共鳴エネルギーと振動子強度 (Kotani et al. 2000)

散乱断面積が決まると ICM 中の光子の平均自由行程 l を求めるができ、次のように書ける。

$$l = (n_e A_i F_i \sigma)^{-1} \tag{3.4.8}$$

ここで、n_e は電子の数密度、A_i は共鳴するイオンのアバンダンス、F_i は同じ元素記号の原子全体に対する 共鳴するイオンの存在比、$\sigma (= \sigma_T + \sigma_R)$ は ICM 中の散乱断面積である。アバンダンスとは、天体における 各イオン/水素 の個数比のことである (表 3.2)。F_i は温度依存する (Rothenflug, Arnaud 1985; 図 3.4)。これは温度によってイオンの電離度が異なるためである。また、$n_e \approx n_{\mathrm{H}}$ と近似できるものとする。

通常はトムソン散乱の断面積の方が大きくあまり散乱は起きないが、光子のエネルギーが E_{RS} 付近のときは共鳴散乱の断面積が数桁大きくなり散乱が起きやすくなる。

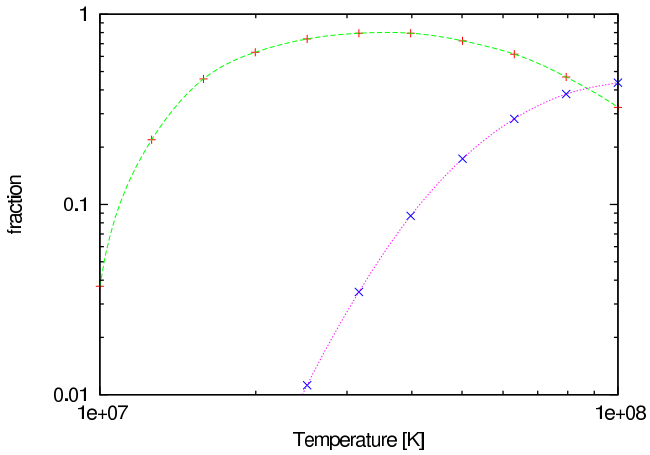

図 3.4: Fe^{24+}(緑) と Fe^{25+}(紫) イオンの存在比 (Rothenflug, Arnaud 1985)。横軸 : 温度 (K)、縦軸 : fraction。

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

表 3.2: 重元素アバンダンス

3.4.2　銀河団高温ガス (ICM) の構成 (ClusterConstruction)

ここでは主に ICM のジオメトリや組成を記述する。Geant4 では連続的に密度が変化するものを扱えない。そこで、図 3.5 のように ICM は球対称として中心からの距離 R を log スケールで分割したシェル (同心球殻) を重ね合わせたものとした。シェルごとに数密度 $n(\approx n_{\rm H} \approx n_e)$、温度 T、Fe と Ni のアバンダンス A_i を与える。今回は Fe と Ni の輝線のみを見たいので、他の重元素は含まない。n が Geant4 で扱える密度下限を下回ってしまうため、散乱確率 $P \propto n\sigma L$ (L は粒子の走れる距離) が保存されるように、次のようにスケーリングした。

$$L : 1\ \mathrm{kpc}(=3.0856775807\times10^{19}\ \mathrm{cm}) \rightarrow 100\ \mathrm{cm}$$
$$n : 1\ \mathrm{cm}^{-3} \rightarrow 3.0856775807\times10^{19}\ \mathrm{cm}^{-3}$$

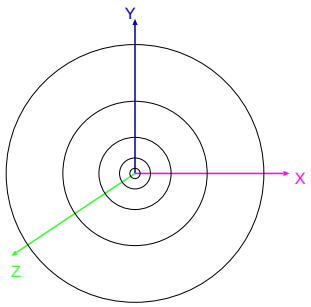

図 3.5: ICM をシェル状に分割したイメージと座標系

ICM の密度、温度、アバンダンスは Centaurus 銀河団の実データ (図 3.6; Sanders, Fabian 2006)、Perseus 銀河団の経験式 (3.4.9) やモデル (図 3.7; Churazov et al. 2004) などをもとにし、400kpc まで 36 分割したシェルを重ね合わせることで ICM を再現した。この 2 つの銀河団は先行研究によって乱流の存在が示唆されており、今回シミュレーションによってその可能性を再評価する。

$$\begin{aligned} n_e &= \frac{4.6\times10^{-2}}{[1+(\frac{R}{57\mathrm{kpc}})^2]^{1.8}} + \frac{4.8\times10^{-3}}{[1+(\frac{R}{200\mathrm{kpc}})^2]^{0.87}} \quad \mathrm{cm}^{-3} \\ T &= 7\,\frac{1+(\frac{R}{71\mathrm{kpc}})^3}{2.3+(\frac{R}{71\mathrm{kpc}})^3} \quad \mathrm{keV} \end{aligned} \tag{3.4.9}$$

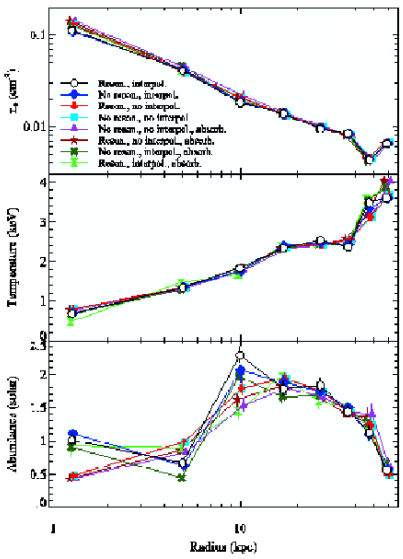

図 3.6: Centaurus 銀河団の電子の数密度 (上)、温度 (中)、アバンダンス (下)。(Sanders, Fabian 2006)

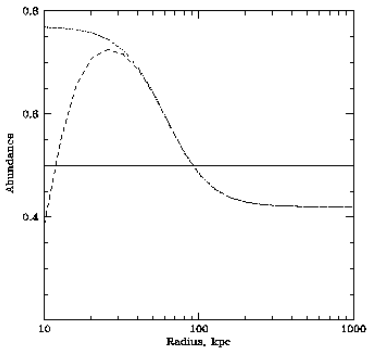

図 3.7: Perseus 銀河団のアバンダンス (Churazov et al. 2004)。点線が観測とよく合うモデルである。

3.4.3 光子発生の記述 (PrimaryGeneratorAction)

ここでは主に光子の発生条件を記述する。ICM の単位体積当りの X 線放射光度は $n_{gas}^2 (\approx n^2)$ に比例するので、これにシェルの体積ファクター R^2 をかけることで ICM 動径方向の放射分布が得られる。n は 3.4.2 節で再現する分布と同じになるようにする。$R^2 n^2$ に従うような分布を棄却法 (付録参照) と呼ばれる方法で乱数を振って決定する。ϕ, θ 方向は一様等方に分布すると仮定して、式 (3.4.6), (3.4.7) と同様の手法で乱数を振った。また、発生させる光子の発射方向は一様等方とした。

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、自分で組み込んだ反応 (3.4.1 節) が正しく反映されているかを確かめる。そのために簡単なジオメトリを用いて動作確認を行った。ここでは、光子を x 軸方向に発射し、ICM と同様の成分の板に当てた。入射光子のエネルギーを共鳴エネルギーと同じ値 (6.7keV) にして板に当てたところ、光子は散乱した。反応が正しく反映されていることが確認された。

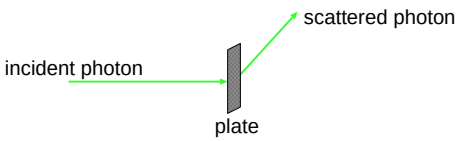

図 3.8: 散乱イベントの動作確認をした際のジオメトリ

3.5.2　ICM 内での反応の確認

次に、3.4.2 節で述べたように ICM を構築し、ICM 中心の 1 点から光子を x 軸方向に発射し、検出するための板で受け取った。入射光子のエネルギーを 6-9keV で一様乱数を振り、100,000 回発射した。検出ジオメトリの概略図を図 3.9 に示す。図 3.10 に確認結果を示す。6-9keV の連続成分と散乱されて検出されないライン成分が見える。また、乱流の平均速度 $M = 0, 0.5, 1$ と変えていくとライン幅が広がっていくのが分かる。

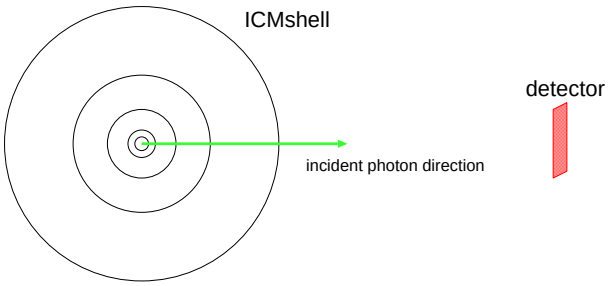

図 3.9: ICM での反応を確認した際のジオメトリ。ICM の中心から検出部に向かって光子を発射する。何も反応を起こさずに ICM を通過してきたらカウントされる。散乱するとカウントされない。

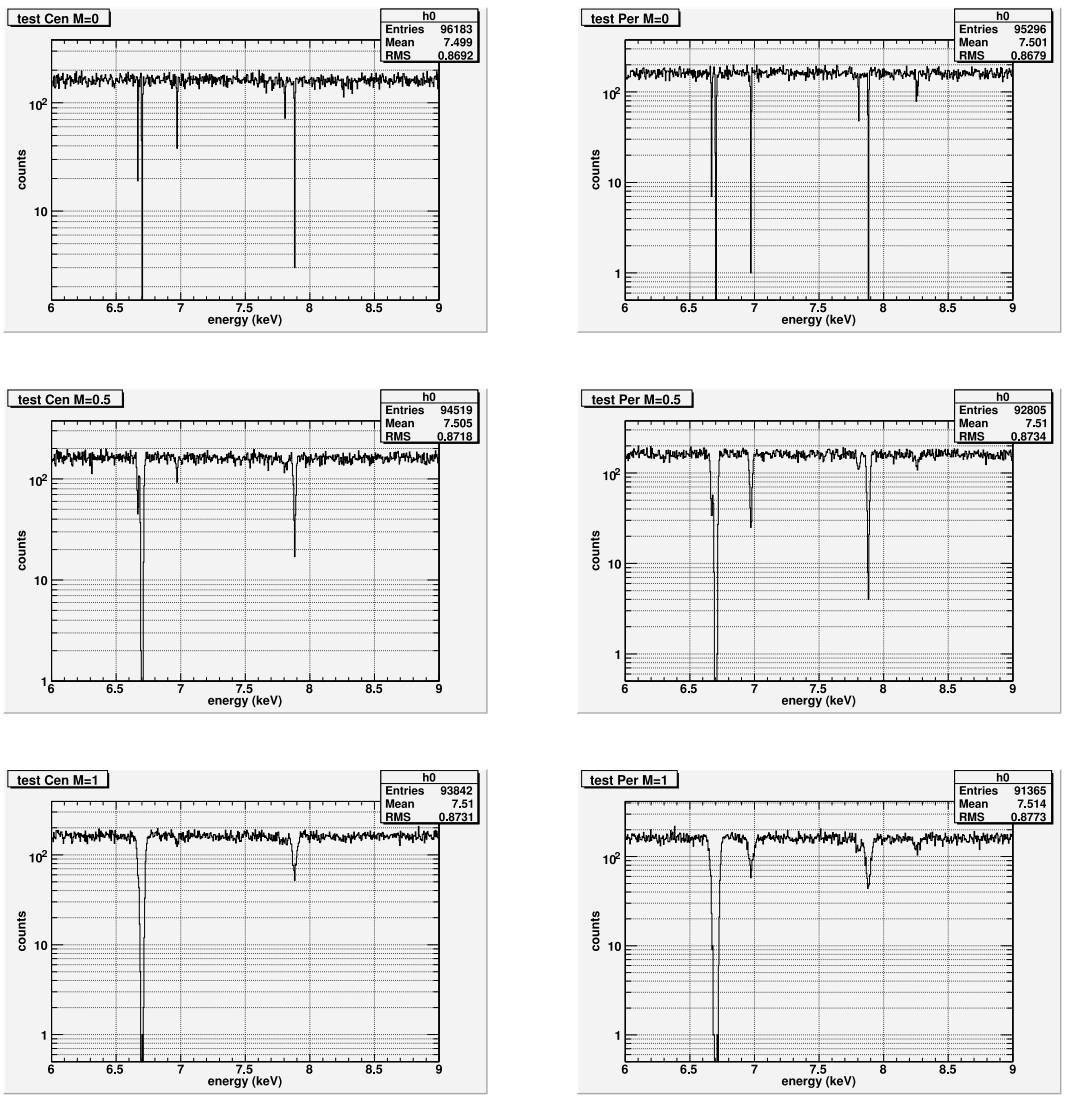

図 3.10: Centaurus 銀河団 (左) と Perseus 銀河団 (右) での反応の様子の確認結果。上から乱流速度 $M = 0, 0.5, 1$

3.5.3　検出方法

シミュレーションでは効率良く光子を検出しないと、検出されない無駄な光子のせいで膨大な時間がかかってしまう。そこで銀河団を球状の検出器で覆い隠すようにして、いろいろな方向に出てくる光子を全て検出できるようにした。検出ジオメトリを図 3.11 に示す。光子が最後に放射・散乱された位置を銀河団中心からの距離 R で表し、ICM 半径を A、検出部表面の法線と光子の入射方向のなす角度を φ とすると、

$$R = A\sin\varphi \tag{3.5.1}$$

である。また、φ で見込む立体角を Ω とする (図 3.12 参照) と、φ と Ω は次の式で関係付けられる。

$$\Omega = 2\pi(1-\cos\varphi) \tag{3.5.2}$$

ここで、実際の観測データを解析するときのことを考える。解析では、望遠鏡で得られたイメージを見て、銀河団中心からのある立体角 Ω_0 以内の光子を集めてスペクトルを作る。これは、図 3.11 の法線方向に観測者がいる場合、ある入射角 φ_0 より小さい角度で入射した光子を見ることに対応する。φ_0 以内の光子のみを受け取るようにすれば、実際の観測を再現することができる。また、この条件の検出器で銀河団を囲むことで、無駄な光子を少なくすることができる。

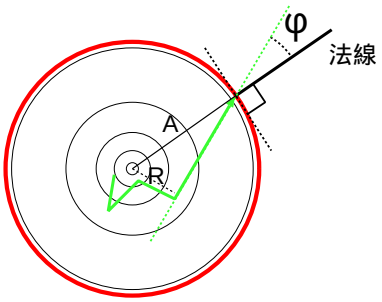

図 3.11: 検出ジオメトリ。赤を検出器とみなす。光子を逃さないように ICM を完全に囲うような形にする。

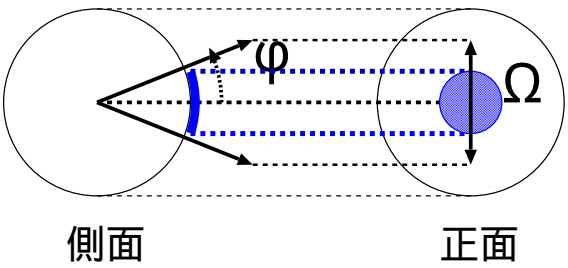

図 3.12: φ と Ω の関係を表した図

3.5.4　銀河団における共鳴散乱シミュレーション

前節まででシミュレーションの準備が全て整った。あとは、条件に合わせて発生させる光子のエネルギーや想定する乱流の平均速度を変えて、データを取る。

共鳴散乱の 2 次元半径分布

先行研究によると、銀河団の中心部は密度が高いため多くの輝線を放射しているが、振動子強度の大きな輝線は共鳴散乱を受けやすい。そのため輝線は密度の高い中心部で減少し、外側で増加して観測される。そこで、Fe-Kα 線と共鳴散乱する光子の様子と共鳴散乱しない光子の様子の違いを調べることにした。光子のエネルギーをそれぞれ 6.65-6.75keV(Fe ライン成分)、6keV(連続成分) で 1,000,000 回ずつ発生させて、視線方向に投影した 2 次元半径分布を調べた。シミュレーション結果を図 3.13 に示す。連続成分に比べてライン成分では、Centaurus 銀河団 $\lesssim$40kpc、Perseus 銀河団 $\lesssim$70kpc で光子が散乱され、外側のカウントが増えているのが分かる。比較として、先行研究で行われたシミュレーション結果を図 3.14 に併載する。Churazov らのシミュレーションでは 70-100kpc 付近で枝分かれが大きくなる。一方、今回シミュレーションした Perseus 銀河団では ~ 70kpc で枝分かれし始めているので、概ね同じような結果となったと言える。

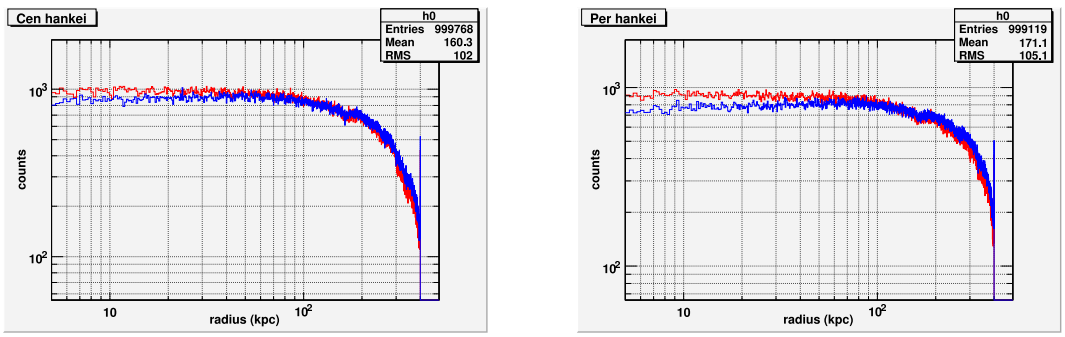

図 3.13: Centaurus 銀河団 (左) と Perseus 銀河団 (右) における Fe-Kα 線の半径分布。赤は共鳴散乱なし (連続成分)、青は共鳴散乱あり (ライン成分) のシミュレーション結果である。

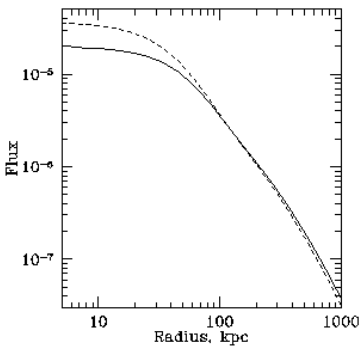

図 3.14: Churazov らのシミュレーションによる Perseus 銀河団における Fe-Kα 線の半径分布。実線は共鳴散乱を考慮したもので、点線は共鳴散乱を考慮していないものである。

Kβ/Kα 比

2 次元半径分布の結果を見ると、銀河団の中心付近で共鳴散乱が起こりやすいことが予想される。そこで、Centaurus 銀河団の中心から半径 40, 80, 80-160kpc、同様に Perseus 銀河団の半径 70,140, 140-280kpc の光子を集めて、それぞれ Kβ/Kα 比を調べることを考えた。エネルギー 6-9keV で一様に振った光子を 1,000,000 回発生させ、乱流の平均速度 $M = 0$, 0.5, 1 と変えてシミュレーションを試みた。その結果を図 3.15, 3.16 に示す。乱流速度を大きくするにつれてライン幅が広がっていく様子が見える。また、6.7keV ラインは散乱を強く受けており、逆にあまり散乱を受けないために見えないラインもある。Fe^{24+} ラインのカウント数の比 Fe-Kβ(7.88keV)/Fe-Kα(6.7keV) は、Centaurus 銀河団では乱流なしのとき 3.1、$M = 1$ の乱流ありのとき 1.9 となり、Perseus 銀河団では乱流なしのとき 2.5、$M = 1$ の乱流ありのとき 1.8 となった。

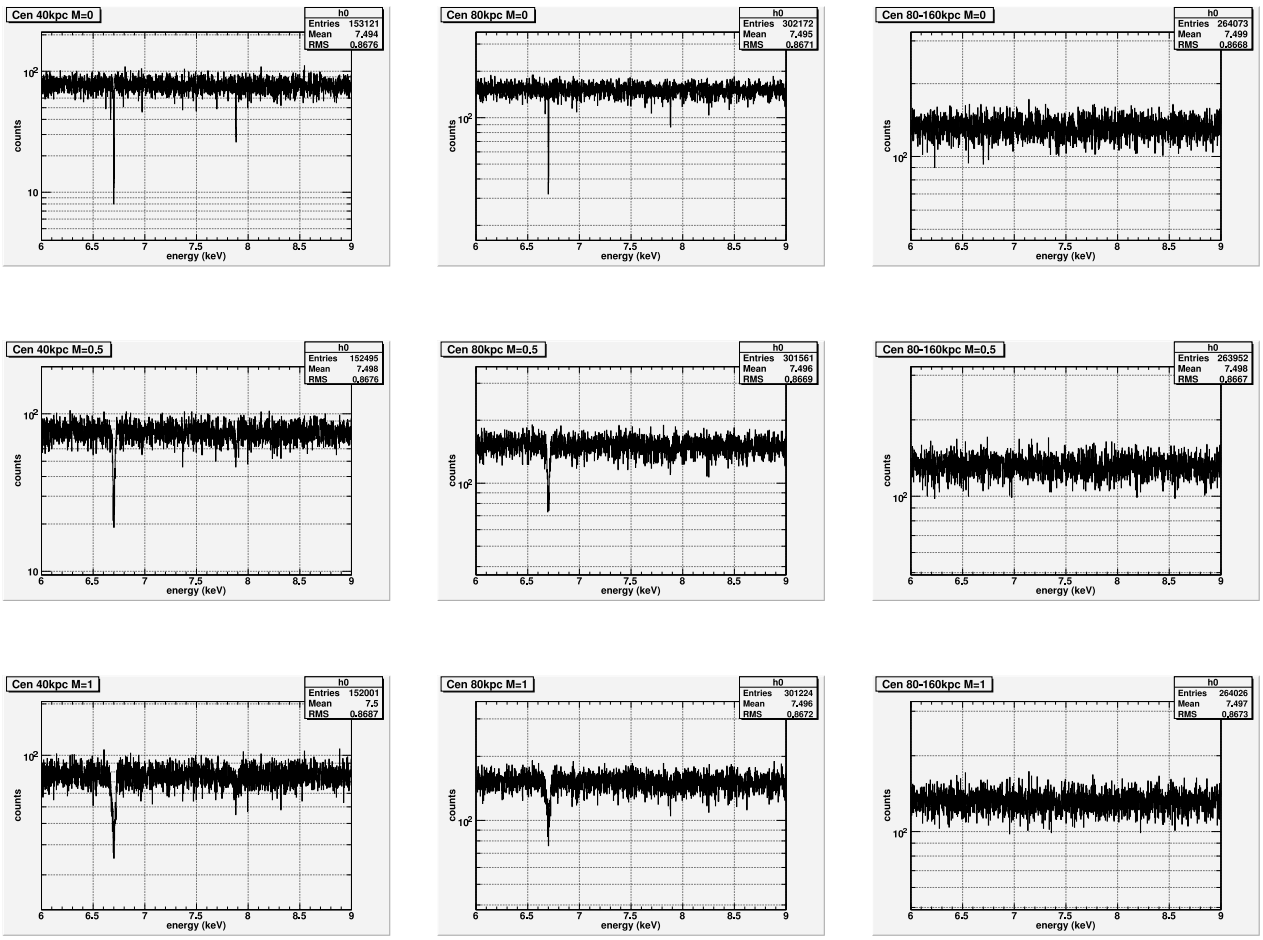

図 3.15: Centaurus銀河団のシミュレーション結果。 左から、半径 40, 80, 80-160kpc。
上から、乱流速度 $M = 0, 0.5, 1$。

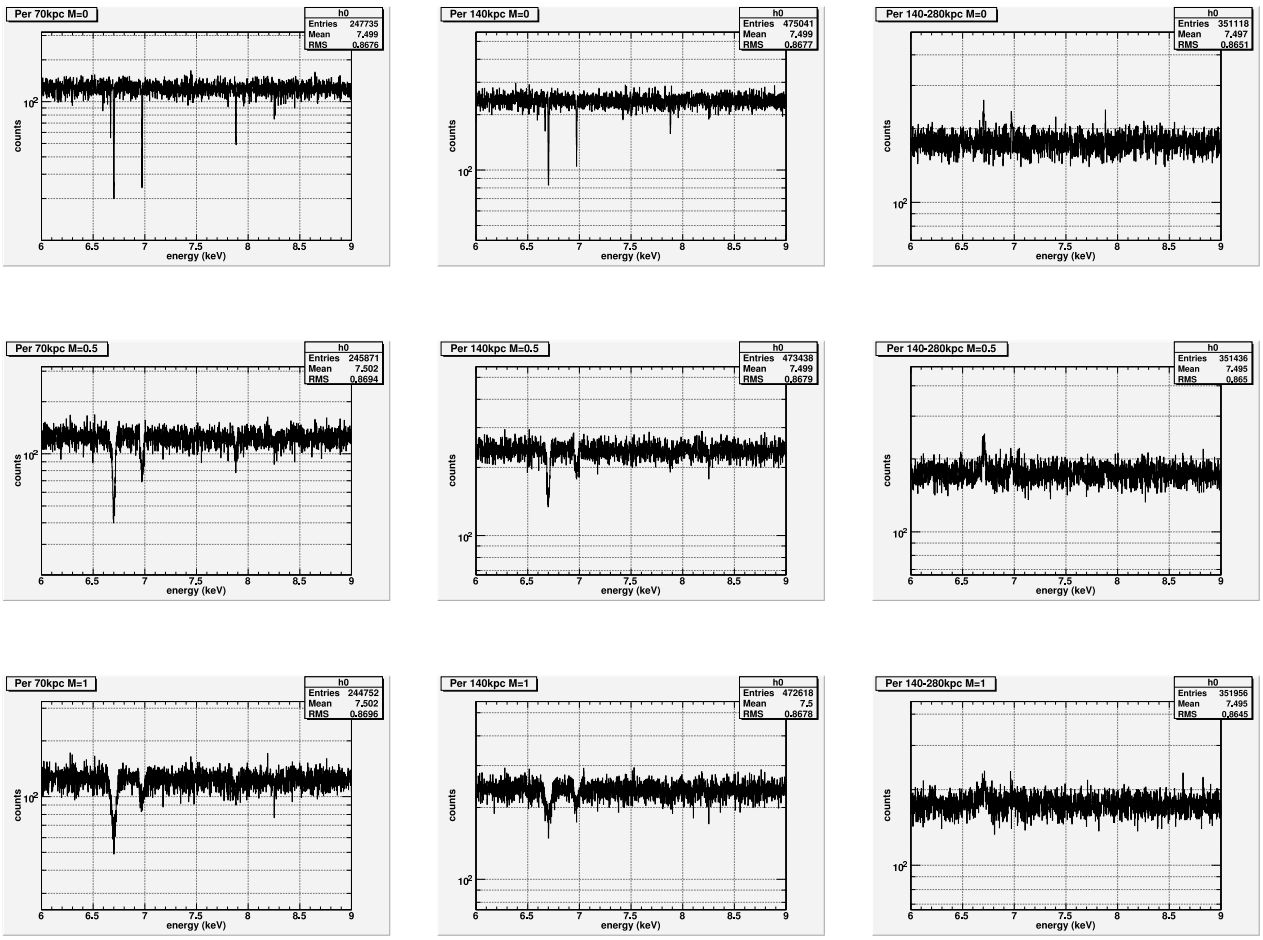

図 3.16: Perseus 銀河団のシミュレーション結果。左から、半径 70, 140, 140-280kpc。
上から、乱流速度 $M = 0, 0.5, 1$。

第4章　銀河団の解析

4.1　解析対象の銀河団

シミュレーションと観測データを比較し、乱流の有無を調べるために Centaurus 銀河団と Perseus 銀河団の 2 つの銀河団について解析を行った。この 2 つの銀河団では何らかの擾乱もしくは乱流が生じていると考えられている。過去の観測によって知られている各銀河団の性質を表 4.1 に示す。共鳴散乱によるラインを精度良く解析したいので、低バックグラウンドを実現している「すざく」衛星のデータを用いた。観測ログを表 4.2 に載せる。Perseus 銀河団については 2 月観測、9 月観測のデータをそれぞれ解析し、比較することにした。

cluster name	z	kT(keV)	L_X(erg/s)
Centaurus	0.0114	3.6±0.4	9.7×10^{43}
Perseus	0.0179	6.2±0.1	3.0×10^{45}

表 4.1: 解析した銀河団の基本的性質

cluster name	SEQ_NO	RA	DEC	date	exposure time (sec)
Centaurus	800014010	192.2054	-41.3111	2005.12.27-29	5.089×10^5
Perseus	800010010	49.9504	41.5117	2006.02.01-02	2.097×10^5
Perseus	101012010	49.9504	41.5117	2006.08.29-09.04	4.534×10^5

表 4.2: 解析した銀河団のすざく観測ログ

4.2　X 線天文衛星「すざく」

4.2.1　すざく衛星の概要

すざく衛星は 2005 年 7 月 10 日に打ち上げられた日本で 5 代目の X 線天文衛星である。すざくには、4 つの軟 X 線検出器 XIS(X-ray Imaging Spectrometer; 0.2-12keV)

と 1 つの硬 X 線検出器 HXD(Hard X-ray Detector; 10-700keV) が搭載されている。この 5 つの検出器で同じ天体を同時に観測できるため、広いエネルギー帯 (0.2-700keV) での高感度観測を実現している。今回の解析では鉄輝線 6.7keV 付近の解析を行うので、XIS のデータを用いた。

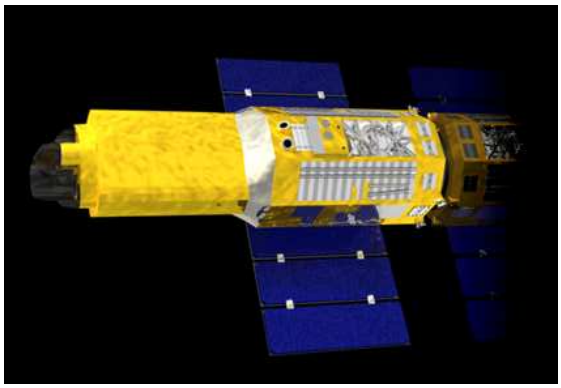

図 4.1: すざく衛星の概観

4.2.2 XIS

XIS は 4 台の X 線 CCD カメラから構成され、天体の撮像と X 線スペクトルの取得を目的として作られた検出器である。4 台のセンサーをそれぞれ X0、X1、X2、X3 と呼ぶ。CCD には表面照射型 (Frontside Illuminated; FI) と裏面照射型 (Backside Illuminated; BI) があり、X0、X2、X3 の 3 台が FI-CCD、X1 が BI-CCD である。FI では X 線電極側から入射するため低エネルギーの X 線は電極や絶縁層で吸収されてしまう。一方、BI では X 線を電極の逆側から入射するため低エネルギーの X 線に対して高い検出効率を得られる。また、先代のあすか衛星に比べて CCD の空乏層を 2 倍にすることで、高エネルギーの X 線に対する感度も向上する ($\gtrsim$7keV で約 2 倍) など、様々な工夫がなされている。

4.3 スペクトル解析

スペクトル解析は、観測で得られたスペクトルと理論的に考案された幾つかの自由パラメータをもつモデルスペクトルを比較し、χ^2 検定によって最適なパラメータ値を決めるという流れで行う。観測データには検出器のレスポンスが含まれているので、モデルスペクトルに検出器のレスポンス関数を考慮したものを観測データのスペクトルと比べる。データ処理 (スペクトルの作成など) には XSELECT ver 2.3

視野	$17'.8 \times 17'.8$
有効画素数	1024×1024
1 画素のサイズ	$24\mu\mathrm{m} \times 24\mu\mathrm{m}$
エネルギー帯域	0.2-12keV
エネルギー分解能	~ 130eV@6keV

表 4.3: すざく衛星搭載 XIS の性能

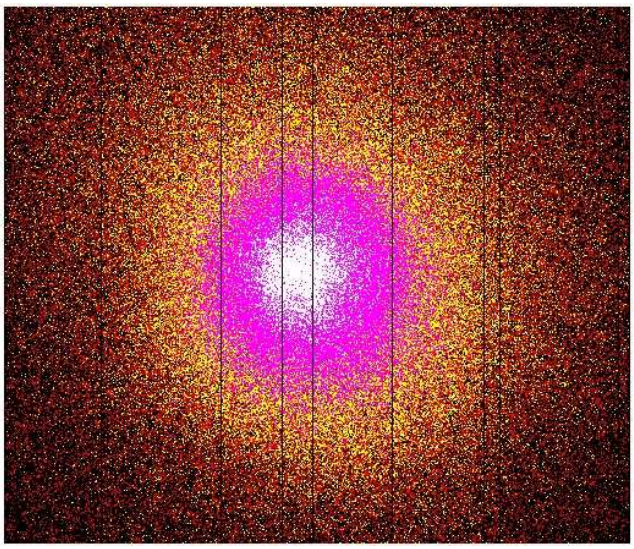

図 4.2: XIS(X0) で撮像した Perseus 銀河団

を使用した。また、スペクトルフィッティングには X 線スペクトル解析で一般的に使われている XSPEC ver 12.3.0 を使用した。

4.3.1 データ処理

今回の解析では、Fe-Kα 線以外の弱い輝線を精度よく見積もりたい。そこで、X0、X1、X2、X3 それぞれの観測データから作ったスペクトルを全て重ね合わせてカウントレートを稼ぐという手法を取った。また、共鳴散乱によるラインへの影響を領域ごとに見積もるために、銀河団の中心から半径 1, 2, 2-4 分角 (arcmin) に分けてそれぞれスペクトルを作った。暗い天体からの flux を見積もる際には天体以外からのシグナル (バックグラウンド) を差し引くことが重要となる。しかし、今回解析した 2 天体は明るい上に、輝線の強度を見積もる場合にはバックグラウンドの影響は小さい。そのため、差し引くかわりにバックグラウンドに含まれる輝線をモデルに入

れることで考慮した。

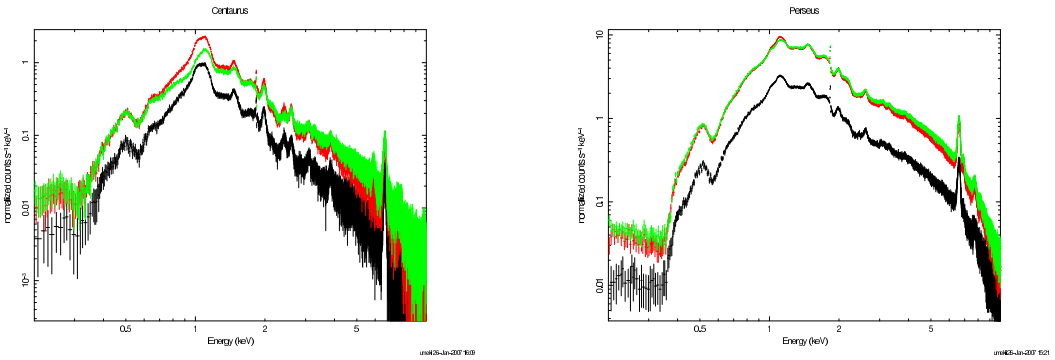

図 4.3: Centaurus(左) と Perseus9 月 (右) の半径 1 分角 (黒)、2 分角 (赤)、2-4 分角 (緑) のスペクトル。

4.3.2 モデルスペクトル

輝線強度をできる限り精度よく見積もりたいので、モデルスペクトルとして輝線のない熱的な放射を想定した bremss モデルと、赤方偏移を考慮に入れた各ラインの zgauss モデルを重ね合わせたものを用いたい。その際、パラメータとして ICM の温度が必要となる。輝線は狭いエネルギー範囲でフィッティングした方がよいが、温度はスペクトル全体の形から決定したい。そこで、まず 0.7-10.0keV の範囲を MEKAL モデルでフィットして温度を決め、その後 5.5-9.5keV の範囲の輝線強度を見積もった。以下にモデルの説明を述べる。

MEKAL モデル及び光電吸収 (wabs) モデル

ICM から放射された X 線は、銀河系を通過して地球に届く間に星間ガス中の元素と光電吸収を起こしてしまう。水素数密度 n、ある元素 i の割合 f_i、光電吸収の断面積 σ_i、吸収体の厚さ d とすると、

$$A(E) = \exp(-\sum_i n f_i \sigma_i(E) d) \tag{4.3.1}$$

となる。ここで、$\sum_i f_i \sigma_i$ は銀河系内でほぼ一定であり、星間ガスの主成分は水素であることから、一般に吸収量は $N_{\rm H} = nd$ というパラメータで表される。これを水素柱密度と呼び、典型的には $N_{\rm H} \sim 10^{20}{\rm cm}^{-2}$ の値をとる。

MEKAL 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ある。式 (2.2.4) のような形をしており、自由パラメータは ICM の温度 kT、重元素アバンダンス A、normalization である。

この 2 つのモデルを用いて ICM 各領域 (半径 0-1, 0-2, 2-4arcmin) の温度を決めた。

bremss モデル

ICM からの熱制動放射による X 線スペクトルのモデルである。イオンの輝線放射は考慮されていない。自由パラメータは ICM の温度 kT、normalization である。

zgauss モデル

gaussian に赤方偏移を考慮したものを zgauss モデルという。イオンの輝線放射によるライン成分のモデルである。次のような式で表せる。

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

ここで、E_L、σ、z、K はそれぞれ、輝線のエネルギー、ライン幅、赤方偏移、normalization である。自由パラメータは σ、z、K である。考慮に入れた輝線を表 4.4 に示す。bremss モデルと zgauss モデルを足し合わせたものを銀河団高温プラズマの放射モデルとして、輝線付近 (5.5-9.5keV) のスペクトルをフィッティングした。

Energy(keV)	Ion
6.7002	Fe^{24+}
6.6679	Fe^{24+}
6.9728	Fe^{25+}
6.9516	Fe^{25+}
7.8053	Ni^{26+}
7.8813	Fe^{24+}
8.2500	Fe^{25+}
8.2930	Fe^{24+}
8.4600	Fe^{25+}
8.7000	Fe^{25+}
8.9080	Fe^{25+}

表 4.4: zgauss モデルで考慮したライン

4.4　スペクトル解析の結果

今回の解析では、スペクトルを足すことで統計量を増やし、弱い輝線を精度良く見積もりたい。図 4.3 は Centaurus 銀河団及び Perseus 銀河団のスペクトルである。Centaurus は、Perseus と比べて輝線を見積もるには統計が足りないようにも見える。銀河団各領域ごとのスペクトルをそれぞれモデルフィッティングし、Kα 6.7keV ラインと他のラインの比をとり、理論値との比較によって共鳴散乱の有無を評価した。

4.4.1　モデルフィッティング

温度フィッティング

MEKAL*wabs モデルで 0.7-10.0keV の範囲をフィッティングした例を図 4.4 に示す。6-9keV の輝線でデータとモデルの残差が大きく、うまくフィットしないことが分かる。これは次節で解決する。モデルフィッティングによって決まった ICM の温度 kT を表 4.5, 4.6, 4.7 に載せた。

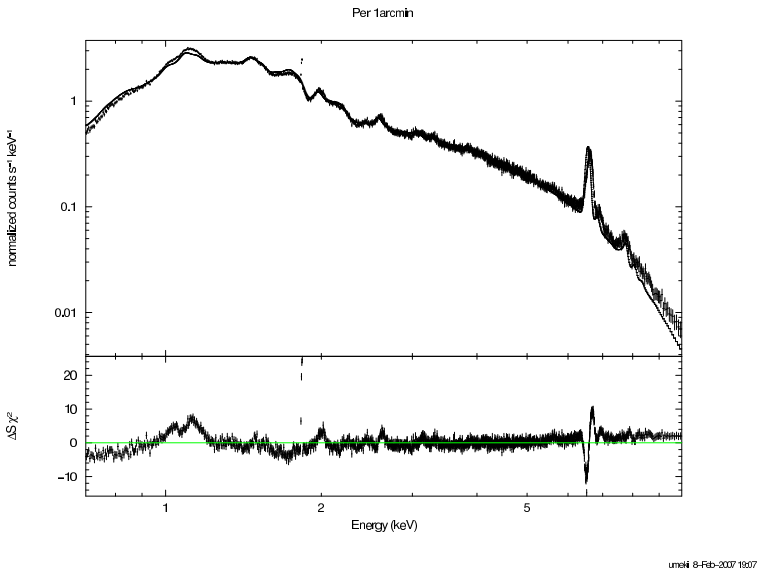

図 4.4: Perseus 銀河団 (9 月観測) の MEKAL*wabs(光電吸収) モデルによるフィッティング。下段のパネルはモデルとデータの残差である。

輝線フィッティング

MEKAL モデルでは、細かい輝線のフィッティングがうまく合わない。そこで、bremss+zgauss モデルで 5.5-9.5keV の範囲をフィッティングした。モデルフィットした様子の例を図 4.5 に示す。表 4.4 のラインをそれぞれ zgauss モデルで考慮している。また、実際に銀河団データをフィッティングしたスペクトルを図 4.6, 4.7 に、zgauss モデルで決まったラインの norm 値を表 4.5, 4.6, 4.7 に示す。

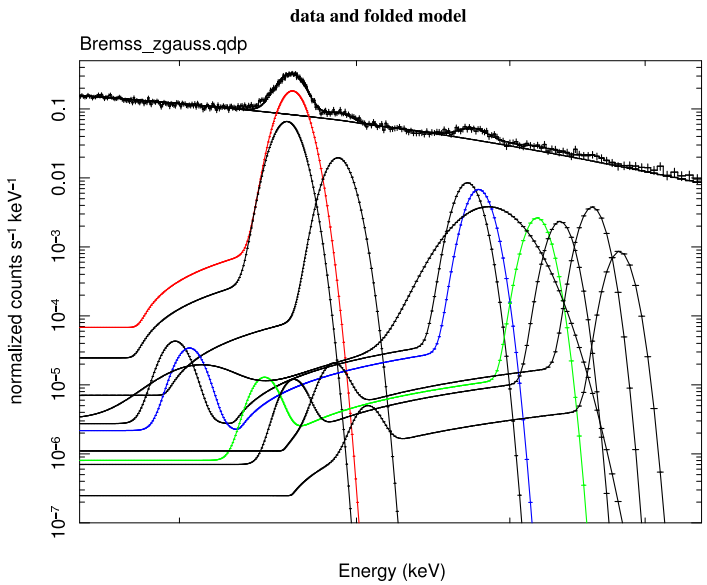

図 4.5: bremss+zgauss モデルによるフィッティング例。赤: 6.70keV(Kα)、青:7.88keV(Kβ)、緑:8,29keV(Kγ) のモデルスペクトルである。

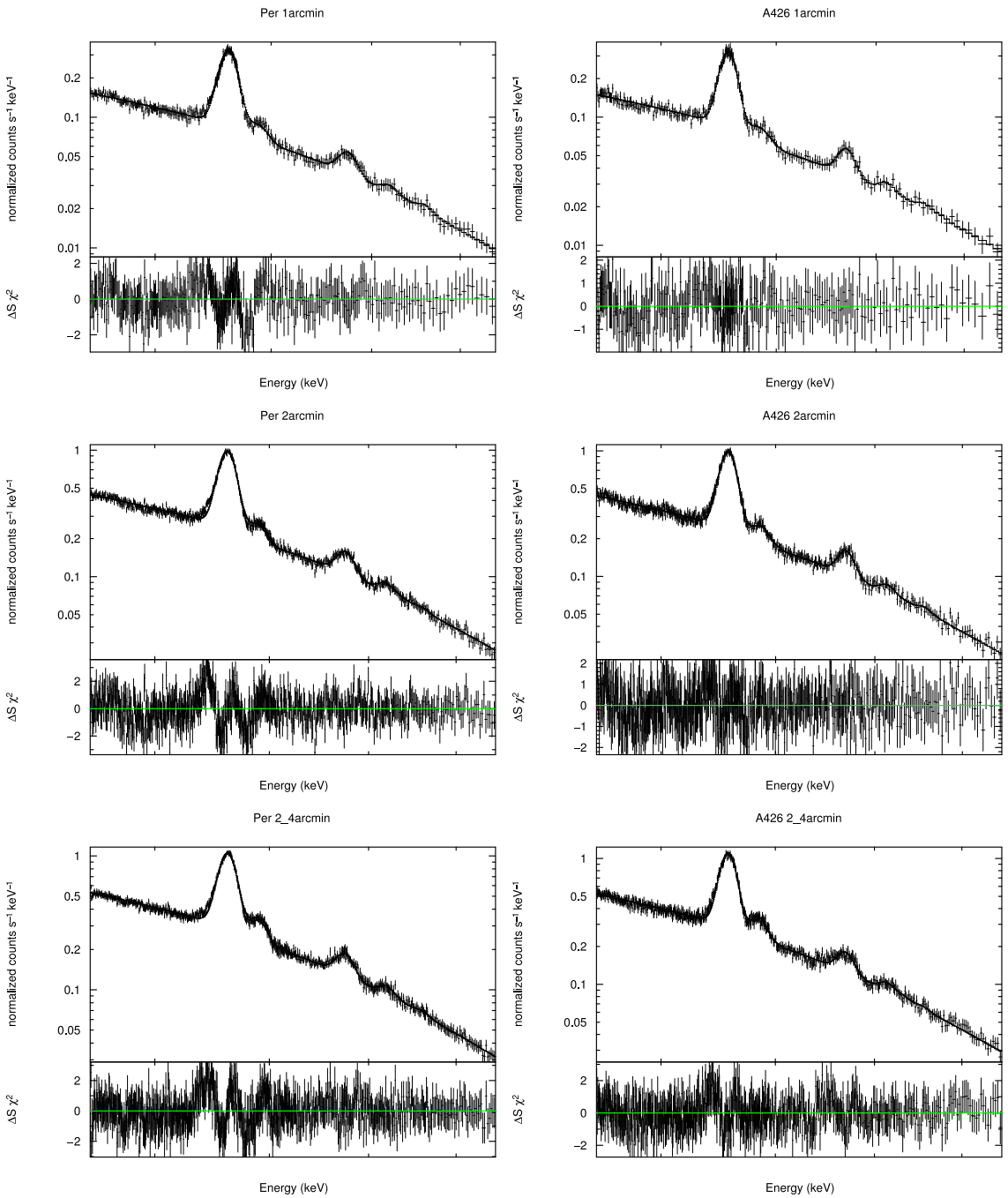

図 4.6: Perseus 9 月 (左) と Perseus 2 月 (右) のモデルフィッティング。実線がモデルスペクトル、‘+’ が観測データである。上から、1, 2, 2-4arcmin。

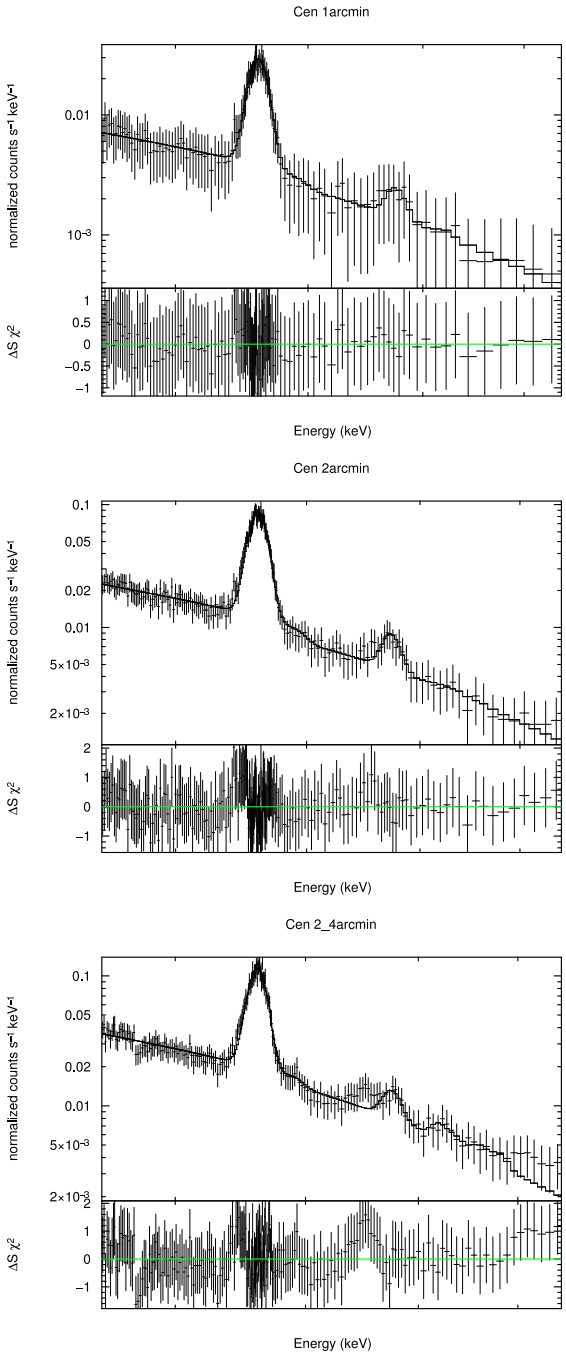

図 4.7: Centaurus のモデルフィッティング。実線がモデルスペクトル、‘+’ が観測データである。上から、1, 2, 2-4arcmin。

Per9 月	温度	normalization		
arcmin	kT (keV)	Kα 6.7keV	Kβ 7.88keV	Kγ 8.29keV
0-1	3.85±0.01	(2.08±0.41)E-04	(1.65±0.36)E-05	(6.59±3.61)E-06
0-2	3.95±0.01	(5.80±0.23)E-04	(4.73±0.73)E-05	(2.07±1.20)E-05
2-4	4.55±0.01	(6.07±0.61)E-04	(4.49±0.86)E-05	(2.68±0.57)E-05

表 4.5: Perseus 銀河団 (9 月観測) のフィッティングパラメータ

Per2 月	温度	normalization		
arcmin	kT (keV)	Kα 6.7keV	Kβ 7.88keV	Kγ 8.29keV
0-1	3.83±0.00	(1.76±0.07)E-04	(1.70±0.50)E-05	(6.06±5.48)E-06
0-2	3.91±0.01	(2.34±0.10)E-04	(3.07±0.69)E-05	(1.36±0.77)E-05
2-4	4.53±0.01	(5.32±0.12)E-04	(3.67±0.74)E-05	(1.98±0.87)E-05

表 4.6: Perseus 銀河団 (2 月観測) のフィッティングパラメータ

Cen	温度	normalization		
arcmin	kT (keV)	Kα 6.7keV	Kβ 7.88keV	Kγ 8.29keV
0-1	1.92±0.01	(0.53±1.47)E-05	(0.65±3.31)E-06	(0.23±4.16)E-06
0-2	2.14±0.01	(3.88±0.22)E-05	(1.84±2.17)E-06	(0.18±2.64)E-06
2-4	2.98±0.02	(5.26±0.21)E-05	(3.96±3.26)E-06	(0.28±1.16)E-05

表 4.7: Centaurus 銀河団のフィッティングパラメータ

4.4.2　ライン比による共鳴散乱の評価

norm 値から Fe^{24+}-Kα と他の Fe^{24+} ラインの強度比を求め、共鳴散乱の有無の可能性を探った。同じイオンからの放射強度比は温度依存する。今回の解析では norm 値の大きな Fe^{24+} を利用した。まず、すざくの望遠鏡の観測シミュレーションによって、プラズマモデルから予想される放射強度を計算し、各ラインの強度比の温度依存性を求めた。図 4.8 に求めたライン比の理論値を示す。この図上に、銀河団の各領域の温度 kT と Kβ/Kα ライン比をプロットする。共鳴散乱していれば Kα 6.7keV ラインが弱くなるので、観測値のライン比が理論値よりも大きくなるはずである。表 4.8, 4.9, 4.10 に理論値と観測値との比較を示している。

Perseus 銀河団に関しては、再現性を調べるために 2, 9 月の観測をそれぞれ独立に解析した。今回の解析結果では、同様な傾向を示した。Kβ/Kα を見ると、中心付近 (0-2arcmin) では観測の下限値が理論値を上回っている。これは共鳴散乱が起きていることを示唆している。外側 (2-4arcmin) では観測値と理論値が同程度であるので、共鳴散乱は起きていないと考えられる。ただし、Kγ/Kα の観測値を見ると Kβ/Kα と相反したり、誤差が大きかったりするので、一概に上述した通りとは言えない。

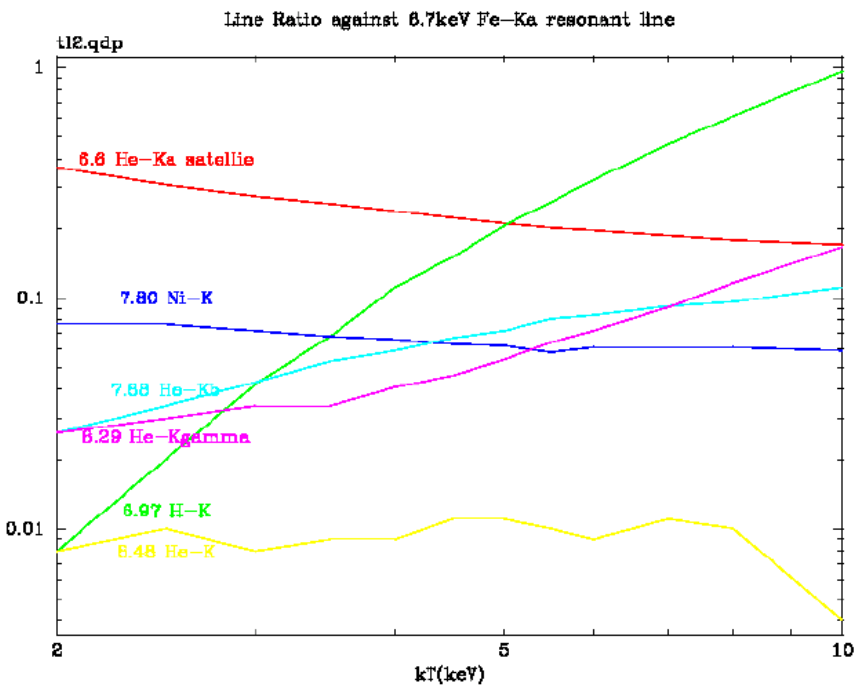

図 4.8: 共鳴散乱のない場合の Fe-Kα 6.7keV ラインと他ラインの比の理論値。横軸：ICM の温度、縦軸：ライン比。

Per9 月	Kβ/Kα		Kγ/Kα	
arcmin	理論値	観測値	理論値	観測値
0-1	0.060	0.079±0.002	0.040	0.032±0.012
0-2	0.060	0.082±0.010	0.040	0.036±0.020
2-4	0.070	0.074±0.008	0.053	0.044±0.005

表 4.8: Perseus 銀河団 (9 月観測) の Fe^{24+} ライン比。

Per2 月	Kβ/Kα		Kγ/Kα	
arcmin	理論値	観測値	理論値	観測値
0-1	0.060	0.097±0.026	0.040	0.034±0.031
0-2	0.060	0.131±0.025	0.040	0.058±0.032
2-4	0.070	0.069±0.013	0.053	0.037±0.016

表 4.9: Perseus 銀河団 (2 月観測) の Fe^{24+} ライン比

Cen	Kβ/Kα		Kγ/Kα	
arcmin	理論値	観測値	理論値	観測値
0-1	0.025	0.122±0.076	0.025	0.043±0.176
0-2	0.033	0.131±0.033	0.030	0.005±0.064
2-4	0.042	0.075±0.062	0.033	0.053±0.027

表 4.10: Centaurus 銀河団の Fe^{24+} ライン比

第5章　Discussion

5.1　共鳴散乱の評価

Geant4 によるシミュレーションにより、共鳴散乱が起こっている場合、Centaurus 銀河団 半径 $\lesssim$40kpc で 15%、Perseus 銀河団 半径 $\lesssim$70kpc で 20%の光子が外側へ散乱されると見積もることができた。また、乱流によって共鳴散乱がなまされることが確認された。Perseus 銀河団の場合、乱流がない場合で $\mathrm{K}\beta/\mathrm{K}\alpha \sim 2.5$、500km/s の乱流がある場合で $\mathrm{K}\beta/\mathrm{K}\alpha \sim 1.8$ となり、$\mathrm{K}\beta/\mathrm{K}\alpha$ の増加比は 1.4 倍程度である。共鳴散乱を受けやすい $\mathrm{K}\alpha$ 線が乱流によって共鳴散乱を受けにくくなっている様子が見られた。

すざく衛星による観測データのスペクトル解析によって共鳴散乱を見積もった。Perseus 銀河団のデータ統計がよいので、特に精度よく見積もろうと試みた。その結果、銀河団の内側では共鳴散乱が起き、外側では起きていないという構造が見えた。シミュレーションによる見積もりでは、共鳴散乱が起こる場合、500km/s(M=1) の乱流がある場合に比べて $\mathrm{K}\beta/\mathrm{K}\alpha$ が 1.4 倍程度となる。観測 (Perseus 銀河団;9 月観測; 中心付近) で 1.3 倍程度であったので、共鳴散乱が起きているということを示唆している。

5.2　今後の課題

Geant4 によるシミュレーションでは簡単のために、共鳴散乱が起こる際のドップラーシフトを考慮せず、一様等方な散乱として近似した。今後は、光子を一旦吸収してから再び放射するまでの間のドップラー効果等を考慮してより正確なシミュレーションを行いたい。また、観測データの解析では Fe^{24+}-$\mathrm{K}\gamma$ を精度よく決めることができなかった。この原因として考えられるのは、すざく衛星の望遠鏡の結像性能があまりよくないため、検出器の CCD で受け取るときに、実際に中心方向から来る光子と外側から来る光子が混ざりあってしまうことが挙げられる。この影響を取り除くため、プラズマモデルから予想される放射によるライン比の理論値を、すざくの望遠鏡の観測シミュレーションによって再評価し、共鳴散乱を精度よく制限したい。

5.3 Conclusion

本卒業研究では、Geant4 を用いた銀河団シミュレーションという手法を確立し、銀河団における共鳴散乱を見積もることができ、統計の充分な観測データとよく一致することが分かった。シミュレーションとデータ解析を比較した結果、Perseus 銀河団では中心付近で乱流が起こっている可能性があることを再確認できた。今後、エネルギー分解能 6eV 以下の X 線検出器を搭載した衛星による観測が実現すれば、スペクトル解析によって乱流の速度を測定することが可能になるであろう。

付 録A　乱数

(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 を発生させる方法について説明する。

A.1　逆変換法

分布関数 $f(x)$ に従う乱数を発生させたいとする。$f(x)$ の積分をとると、

$$F(a) = \int_{a_{min}}^{a} f(x)dx \tag{A.1.1}$$

ここで、$(F(a_{min}),\ F(a_{max}))$ 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

$$x = F^{-1}(r) \tag{A.1.2}$$

によって分布関数 $f(x)$ に従う分布を得ることができる。

A.2　棄却法

逆変換法で必要となる F^{-1} は常に求まるとは限らない。そこで、発生が容易な分布 $g(x)$ の定数倍 $Cg(x)$ によって分布 $f(x)$ を完全に包み込む。$f(x)$ に従う乱数 x を発生させるには、

(1)$g(x)$ に従って x を発生させる。

(2)$f(x)$ と $Cg(x)$ を計算する。(0,1) の乱数 u を発生させて、

(a)$f(x) < uCg(x)$ ならば、x を棄却して (1) からやりなおし
(b)$f(x) > uCg(x)$ ならば、x を採用

のようにすればよい。

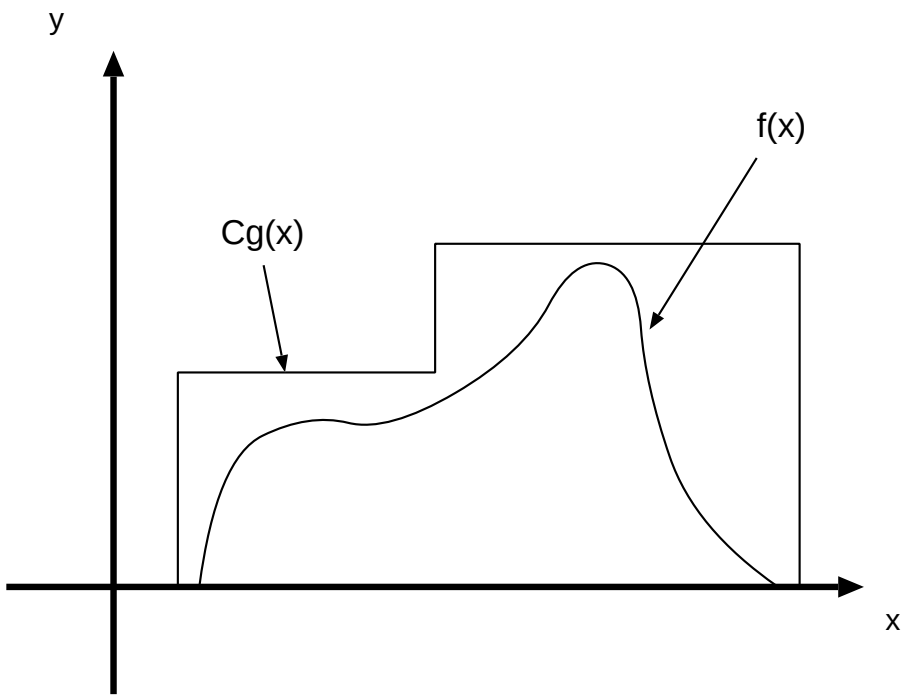

図 A.1: 棄却法による乱数発生

この方法で乱数発生の効率を高めるためには、棄却される割合を減らせばいい。そのためには、$g(x)$ は $f(x)$ になるべく近い形の分布をとることが必要である。簡単な方法としては、$Cg(x)$ として $f(x)$ を包み込むような階段関数を用いるという方法がある (図 A.1 参照)。

付 録B　Geant4のプログラム例

(プログラム例 1:PostStepDoIt)

```
const G4DynamicParticle* incidentPhoton = aTrack.GetDynamicParticle();
//前イベント (反応) を終了した光子を引き継ぐ。
G4double photonEnergy0 = incidentPhoton -> GetKineticEnergy();
//前イベントを終了した光子のエネルギーを引き継ぐ。
G4ParticleMomentum photonDirection0 =
incidentPhoton -> GetMomentumDirection();
//前イベントを終了した光子の運動量ベクトルを引き継ぐ。
//この後に記述されたアルゴリズム (ここでは割愛) によって散乱角度やエネルギー
//が決まる。
photonDirection_RS.rotateUz(photonDirection0);
aParticleChange.ProposeMomentumDirection(photonDirection_RS) ;
//次のイベントへ引き継ぐ。
```

(プログラム例 2:GetMeanFreePath)

```
const G4DynamicParticle* photon = track.GetDynamicParticle();
G4double energy = photon -> GetKineticEnergy();
//前イベントを終了した光子のエネルギーを引き継ぐ。
const G4MaterialCutsCouple* couple = track.GetMaterialCutsCouple();
size_t materialIndex = couple -> GetIndex();
//イベントの起こるエリアを呼んでくる。
meanFreePath = ... ;
//散乱断面積を計算させて毎イベントの平均自由行程を決める。
//単位系は CLHEP による特殊なものが使用されているので変換する必要がある。
return meanFreePath;
```

(プログラム例 3:ClusterConstruction)

```
//ICM のシェルをつくる。
matSh1 = new G4Material(name="Shell1",
3.0856775807e19*0.2/Avogadro*g/cm3, ncomponents=3, kStateGas,
0.812e7*kelvin, 1.e-19*pascal);
matSh1 -> AddElement(elH, natoms=562000);
matSh1 -> AddElement(elFe, natoms=26);
matSh1 -> AddElement(elNi, natoms=1);
//シェル 1 の構成要素を記述する。(name, 密度, 構成元素数, 状態, 温度, 圧力)
//密度にはスケーリングファクター 3.0856775807e19 をかける。
G4Sphere* solid1 =
new G4Sphere("solid1", 0*cm, 120*cm, 0*deg, 360*deg, 0*deg, 180*deg);
//シェル 1 用の球殻を用意する。
logic1 = new G4LogicalVolume(solid1, matSh1, "logic1");
//シェル 1 の構成要素を決定する。
physi1 = new G4PVPlacement(0, G4ThreeVector(0, 0, 0), "physi1", logic1,
physiWorld, false, 0);
//シェル 1 を座標にセットする。
```

(プログラム例 4:PrimaryGeneratorAction)

```
G4int n_particle = 1;
particleGun = new G4ParticleGun(n_particle);
//粒子を用意する。デフォルトは光子。
//この後に光子発生のアルゴリズムを記述する (割愛)。
particleGun -> SetParticleEnergy(E_0);
particleGun -> SetParticlePosition(G4ThreeVector(posX, posY, posZ));
particleGun -> SetParticleMomentumDirection(G4ThreeVector(dirX, dirY, dirZ));
//アルゴリズムで決定した光子のエネルギー E_0、発生座標 (posX, posY, posZ)、
//発射方向 (dirX, dirY, dirZ) をセットする。
particleGun -> GeneratePrimaryVertex(anEvent);
//セットした光子をイベントで使うようにする。
```

謝辞

本論文を作成するにあたり、研究の基礎知識やアプローチの仕方など 1 から御指導下さった大杉先生、深沢先生に厚くお礼を述べたいと思います。Geant4 の立ち上げから協力して下さった大野さん、吉田くん、Geant4 シミュレーションにおける様々なアドバイスを下さった水野先生、解析ソフトの使い方を教えて下さった戸塚さん、大変お世話になりました。また、マシンが不具合を起こす度にみて下さった高橋さん、田中さん、おかげさまで助かりました。事務処理でお世話になった石井さん、上原さんにも感謝致します。最後に、この 1 年間同じ高エネルギー宇宙・素粒子実験研究室で研究活動を共にした全ての人に感謝したいと思います。

関連図書

[1] Terada Y. et al., 2002, Ph.D. Thesis, The University of Tokyo

[2] Sanders J. S., Fabian A. C., 2006, MNRAS, 370, 63

[3] Kawano N., 2003, Ph.M. Thesis, The University of Hiroshima

[4] Gotoh Y., 2005, Ph.B. Thesis, The University of Hiroshima

[5] Imoto A., 2002, Ph.B. Thesis, The University of Hiroshima

[6] Kawamoto T., 2003, Ph.B. Thesis, The University of Hiroshima

[7] Churazov E. et al., 2004, MNRAS, 347, 29

[8] Kawano N. et al., 2004, Astro-E2 AO-1 Proposal

[9] Kotani T. et al., 2000, ApJ, 539, 413

[10] Ikebe Y. et al., 1999, ApJ, 525, 58

[11] Rothenflug R., Arnaud M., 1985, A&A, 144, 431

[12] 藤本武助 「改著 流体力学」 養賢堂

[13] 高橋麻奈 「やさしい C++第 2 版」

[14] 早野龍五・高橋忠幸 「計算物理」 共立出版

[15] 「「すざく」ファーストステップガイド第 2.04 版」「すざく」ヘルプデスク

[16] Geant4 ホームページ (http://geant4.web.cern.ch/geant4/)

[17] 日本 Geant4 ユーザー会 (http://www.geant4.org/G4UserGroup/ja/index.html)

[18] G4LECS (http://public.lanl.gov/mkippen/actsim/g4lecs/)

[19] CLHEP (http://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/lhc++/clhep/manual/UserGuide/)

[20] OpenGL (http://geant4.slac.stanford.edu/g4cd/March2004/Documentation/)

[21] 「すざく」ホームページ (http://www.astro.isas.jaxa.jp/suzaku/)