

ゆらぐ銀河団ガスと宇宙論

河原 創

〈東京大学・(独)日本学術振興会特別研究員 PD 〒113-0033 東京都文京区本郷 7-3-1〉

e-mail: kawahara@utap.phys.s.u-tokyo.ac.jp



シミュレーション・観測技術両面の進歩によって銀河団ガスの複雑な内部構造が明らかになってきた。私たちは、宇宙流体シミュレーション・X線観測データを用いて、銀河団ガスの非一様性の性質を調べ、温度・密度ゆらぎが対数正規分布に近似的に従うことを発見した。このモデルを用いて、銀河団の温度推定バイアスは動径方向の温度プロファイルだけでなく、温度ゆらぎが大きく寄与していることを発見した。さらにスニャーエフ・ゼルドビッチ効果を用いたハッブル定数推定の系統誤差を解析的に評価し、観測から示唆される15%程度の過小評価を説明することに成功した。銀河団ガスの非一様性は銀河団を用いた宇宙論的応用に大きく影響する重要な要素である。

1. 銀河団, そして, その宇宙論的な使い途

天空上には銀河が数百個から数千個単位で集まっている領域があり、銀河団 (Galaxy Clusters) と呼ばれている。1970年代にX線衛星による観測で、銀河団の方向から強力なX線が発せられていることがわかった。このX線は数千億度にもなる高温のガス(銀河団ガス)から発せられていることがスペクトル解析から示され、銀河団の領域全体がこのガスに包まれていることが判明した。このような高温のガスを重力で閉じ込めておくためには、銀河・銀河団ガスの質量だけでは不十分で、これら以外に暗躍する何らかの物質の存在を仮定しなくてはならない。他の系(例えば銀河系)でもこのような物質の存在が示唆され、総じて暗黒物質という名前が付けられている。つまり、現代的な見方では、銀河団とは、単に銀河が集まっている領域という意味を超えて、銀河と銀河団ガスが暗黒物質の塊(ハロー)の強い重力ポ

テンシャルに捕らわれている複合的な自己重力系である。典型的な銀河団のサイズは1 Mpc程度*1で、その質量は10の14乗太陽質量程度である。これは日本天文学会年会の分科会によって分類されている天体の中で、(宇宙そのものを除くと)最も大きな系である*2。

銀河団の起源は、宇宙論に基づいた構造形成理論で説明できる。宇宙初期には、宇宙の密度はほぼ一様であったが、ほんの少しだけ凹凸があり、その凸部分が重力で集まっていき、ついには銀河団規模の巨大な構造になったと考えられている。このように銀河団の形成自体が宇宙論に基づいているので、宇宙論パラメーターの値が変われば、作られる銀河団も変わってくる。例えば凹凸の程度が大きければより多くの銀河団が形成されるだろうし、凹凸の統計的性質が異なれば、形成される銀河団の質量分布にも違いが出る。このように銀河団の存在自体を用いて宇宙論モデルの検証をすることができる。具体的には、銀河団の数密度を質量の関数(質量関数)にしておいて、観測か

*1 1 Mpc $\approx 3 \times 10^{24}$ cm

*2 しかし、発表者は最も少ない(2009年春季年会)、残念…

ら求めた質量関数と理論の比較を行えば良い。

また、質量関数を用いるような銀河団の形成に基づいた宇宙論以外にも、銀河団の大きさを活かした宇宙論パラメーターの推定法がある¹⁾。それが宇宙背景放射の銀河団ガスによる散乱である Sunyaev-Zel'dovich (SZ) 効果と X 線観測を用いたハッブル定数推定である。銀河団は宇宙論的な距離²⁾にあるが、とても大きく、例えば赤方偏移 0.1 にある銀河団は典型的サイズを 1 Mpc とすると 10' 程度 (月の視直径の約 1/3) にもなる。これより X 線輝度をマッピングしてそのサイズを見込む角度で測ることができる。銀河団のサイズを物理的な幅で測ることができれば、見込む角度と長さの関係から、銀河団までの距離がわかり、ハッブル定数が推定できる。SZ 効果は銀河団ガスの密度×温度×奥行きに依存し、X 線輝度は密度の自乗×放射率⁴⁾×奥行きによるので、温度がわかれば奥行きを知ることができる。ここで銀河団が球対称ならば長さや角度の関係がわかり、ハッブル定数が推定できる。宇宙における距離推定は、たいいてい近い所の距離推定を用いて、より遠い所の距離推定を校正していくということを経る「宇宙の距離梯子」を用いるが、SZ 効果を利用した距離推定は一発で銀河団までの距離がわかるという特徴をもっている。

このように銀河団を用いた宇宙論検証の原理は単純である。しかし、実際に観測データから質量関数を求めるまでの道のりには、他の宇宙論パラメーター推定法と同様に、さまざまな仮定や物理モデルが介在し、その不明瞭な過程の間には種々の系統誤差が入り込む余地がある。これらの系統誤差をよく検証することなしには、推定されたパラメーターの統計誤差がいかに小さくても安心すべきではない。このように書くと、系統誤差のネガティブな側面が強調されてしまうが、むしろ、

系統誤差が存在することは、これまでのモデルに足りない部分があるというサインであり、系統誤差を明らかにしていくことで、対象の新しい物理的側面を明らかにするきっかけになりうるということをまず強調しておきたい。

2. 銀河団の物理モデル

銀河団の物理モデルは、上記のように宇宙論にとって大切なものであるが、それだけにとどまらず、それ自身が深く面白い問題を提供してくれる。1996 年に Navarro らは、シミュレーションから、暗黒物質の密度の動径分布は普遍的なプロファイル (NFW プロファイル)^{2), 3)} でよく記述されることを発見した。この NFW プロファイルの物理的起源はいまだに明らかになっておらず、銀河団物理あるいは自己重力系の重要な未解決問題として残っている。また、銀河団ガスは近似的には等温であり、ガス密度の動径分布 $n(r)$ は β モデルと呼ばれる次の形:

$$n(r) = n_0 \left[1 + \left(\frac{r}{r_c} \right)^2 \right]^{-3\beta/2}, \quad (1)$$

が従来からよく使われている^{4), 5)}。ここで n_0 とは中心のガス密度、コア半径 r_c とべき指数 β が分布の形状を決めている。このような等温 β モデルは、もともとは銀河分布のモデルに基づいていて導出されたが、牧野らによって NFW プロファイルに静水圧平衡を仮定するとほぼ同様のプロファイルが再現できることが発見され、もし NFW プロファイルを認めるならば、物理的に説明可能なモデルとなっている^{6), 7)}。X 線放射や SZ 効果はこのような球対称等温 β モデルを仮定して、さまざまな宇宙論的・天文学的解析が行われている。

しかし、近年、観測・シミュレーション技術の向上によって、銀河団のさまざまな内部構造が明らかになってきた。例えば、図 1 は宇宙流体シ

*3 私たちの住む銀河系より外にあるという程度の意味。だいたい $\text{Mpc} \approx 3 \times 10^{24} \text{ cm}$ または、 $\text{Gpc} \approx 3 \times 10^{27} \text{ cm}$ といった単位で書くと便利な距離のこと。

*4 放射率: X 線の放射率 [$\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^3$] は銀河団ガスの場合、ほとんど温度のみの関数である。

ミュレーション中に形成された銀河団の等ガス密度面を表しているが、球対称からのずれや非一様性を明確に見ることができる。そして、球対称・等温 β モデルを超えた物理モデルが提案されるようになっている。例えば、等温仮定を外して、

温度動径分布を扱おうとするもの^{8),9)}、全体的な形のひずみを取り入れ、楕円体で記述しようと試みるもの¹⁰⁾がある。しかし、ガス密度・温度の非一様性を統計的に扱おうとする研究はこれまであまり試みられることがなかった。本稿では、銀河団ガスの新たな物理モデルとしてのガス密度・温度の非一様性(ゆらぎ)、そして、その銀河団を用いた宇宙論・天文学に与える意義に関する私たちの研究を中心に紹介したい。

3. 宇宙流体シミュレーションから非一様性の性質に迫る

銀河団ガスの非一様性の性質を探るにあたって、私たちはまず、宇宙流体シミュレーションの中にできた模擬銀河団を調べることから始めた。銀河団の密度・温度分布の場合、まずは平均動径分布^{*5)}があつての非一様性である。そこで、これら模擬銀河団のガス密度・温度の球対称平均動径分布をまず求め、各点各点でのガス密度・温度が動径分布からどのくらいずれているかを調べた。つまり、まず

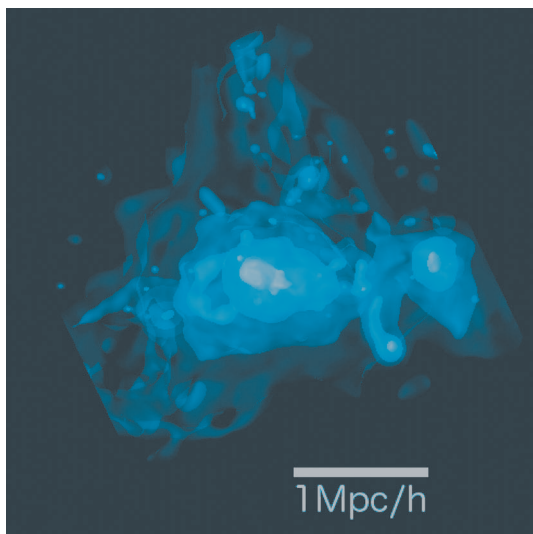


図1 宇宙流体シミュレーション中の銀河団ガスの等密度面。

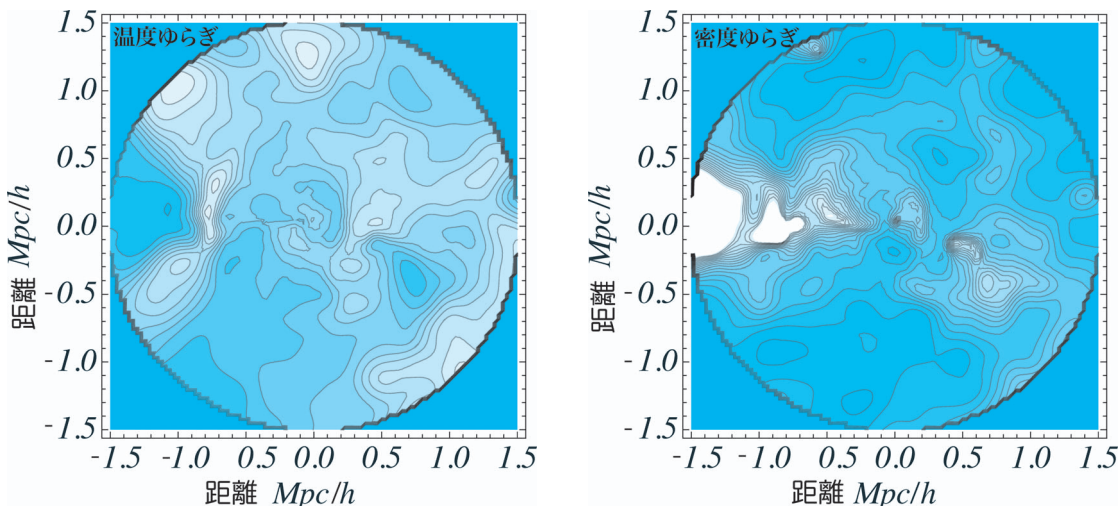


図2 模擬銀河団の温度ゆらぎ(左パネル)と密度ゆらぎ(右パネル)空間分布の一例。中心を通るある断面で切ったときの等高線を表示している。

*5 平均動径分布: ここでは中心からの半径 r の球面上で平均した密度・温度分布のことを指す。以降、動径分布と略記する。

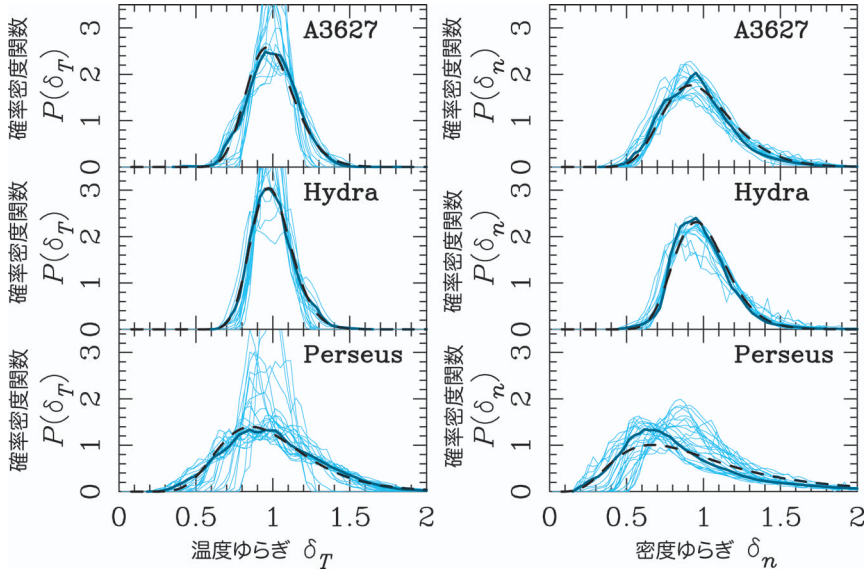


図3 模擬銀河団の温度ゆらぎ（左パネル）と密度ゆらぎ（右パネル）の確率密度関数（太実線）。細線は半径ごとに描いた確率密度分布。破線が対数正規分布によるフィット。各パネルの銀河団に名前が付いているのは、近傍の宇宙を再現するようなシミュレーションを用いたため、深い意味はない。

$$\delta_n(\mathbf{r}) \equiv n(\mathbf{r}) / \bar{n}(\mathbf{r}) \quad (\text{密度ゆらぎ})$$

$$\delta_T(\mathbf{r}) \equiv T(\mathbf{r}) / \bar{T}(\mathbf{r}) \quad (\text{温度ゆらぎ})$$

というように、局所での動径平均からのずれを密度ゆらぎ・温度ゆらぎとして定義した*6（図2は、模擬銀河団の中心を通る断面の温度ゆらぎ・密度ゆらぎの分布の一例を示している）。そして、これらの量の分布を調べた。その結果、この動径平均からのゆらぎの確率密度関数が密度・温度共に対数正規分布 ($x=n$ or T)

$$P_{LN}(\delta_x) d\delta_x = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{LN,x}} \exp\left[-\frac{(\log \delta_x + \sigma_{LN,x}^2/2)^2}{2\sigma_{LN,x}^2}\right] \frac{d\delta_x}{\delta_x}, \quad (2)$$

でよく近似できることを発見した（図3）。対数正規分布とは正規分布の変数 x を $\log x$ で置き換えた分布で、ゆらぎの大きさを示す $\sigma_{LN,x}$ という一つのパラメーターだけで形状が決まる。このよう

にゆらぎを動径分布から分離し、対数正規分布により統計的に記述することで、非一様性を解析的に表現することができた。

ところで、宇宙流体シミュレーションの手法には大きく分けて、ガスをラグランジュ粒子として扱う SPH (smoothing particle hydrodynamic) 法と空間をメッシュに分けて計算するメッシュ法があるが、どちらの方法でもこの性質が見られ、対数正規性は流体計算の方法に依存する数値的な効果ではないことも確かめた¹¹⁾。

4. X線観測データから非一様性の性質に迫る

宇宙流体シミュレーションはさまざまな量（温度や密度など）を直接計算できるので、ゆらぎの性質を探りはじめるときにはとても便利であった。しかし、これは仮想世界だけの話かもしれない。できれば、実際の観測からもゆらぎの性質にアプローチしたい。そこで、銀河団の X線観測

*6 この δ の平均値は 0 でなく 1 であることに注意。

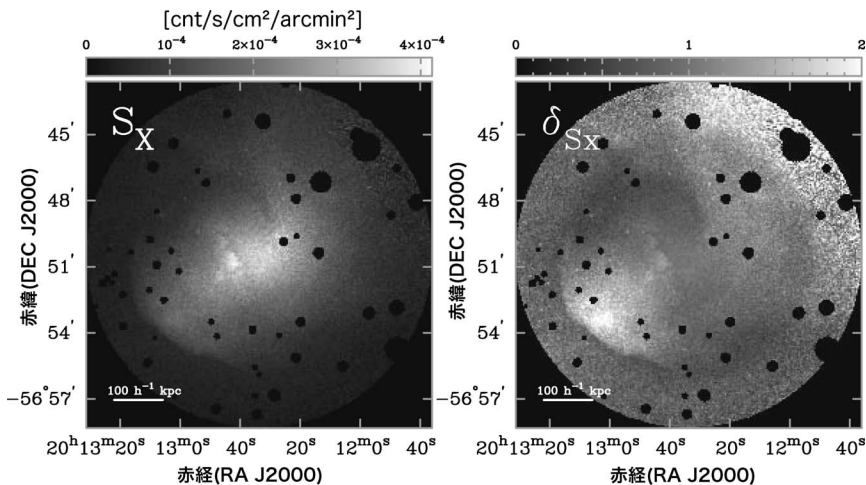


図4 Abell 3667 の X 線輝度 $S_X(R)$ (左パネル) と輝度ゆらぎ $\delta_{SX}(R)$ (右パネル).

データを用いて、観測的にゆらぎの性質に迫って見た。X 線輝度は密度の自乗と温度のおよそ 1/2 乗に比例するので、X 線輝度の空間分布は、だいたいガス密度の分布に対応している。このことを利用して銀河団の X 線輝度分布の観測データから密度ゆらぎの性質を探ることができる。しかし、本当に知りたいのは三次元の密度ゆらぎであるのに、実際得られるデータは天空上に投影された二次元分布であるという天文学によくある悩みがある。そこで、まず三次元の密度ゆらぎが対数正規分布に従うときに二次元に投影された X 線輝度がどのように分布するか、モンテカルロ計算で確かめた。その結果、三次元の密度ゆらぎが対数正規分布に従うならば、二次元の X 線輝度の動径分布からのゆらぎ

$$\delta_{SX}(R) \equiv S_X(R) / \bar{S}_X(R) \quad (\text{輝度ゆらぎ})$$

もほぼ対数正規分布に従うとしてよいことがわかった(ここで $S_X(R)$ は X 線輝度, $\bar{S}_X(R)$ は中心から R の距離の X 線輝度の二次元動径分布である)。また、輝度ゆらぎの大きさとパワースペクト

ルから三次元の密度を再構築することができることもわかった。

これらの予備的考察を踏まえて、実際の銀河団データを解析した。Chandra 衛星のアーカイブデータから適度な大きさで、クーリングコア*7をもたず、かつ最も得られている光子数の多い銀河団 Abell 3667 を選んで、上述の方法論を実際に適用した(図4)。図5は得られた輝度ゆらぎとその分布関数になっているが、対数正規分布でよくフィットできているのがわかる。これと、輝度ゆらぎのパワースペクトルから密度ゆらぎの大きさを実際に推定し、 $\sigma_{LN,n} \sim 0.3-0.4$ という値を得ることができた。対数正規モデルを示唆している初めての結果であると言える¹²⁾。

ところで、光子数の限界によるポアソンノイズが、ゆらぎの検出にとって最も大きな障害になるので、この解析ではそれが無視できるほど、光子数の多い銀河団データを選んで解析した。さらにより多くの銀河団で解析しようとする、ポアソンノイズが無視できなくなってくる。そこで、ポアソンノイズが元々の確率密度関数にどのように

*7 クーリングコア: 中心付近に、放射冷却により温度が下がり、密度が高くなっている小さいコアをもつ銀河団をクーリングコア銀河団という。一つの β モデルでフィットしようとする中心付近に過剰成分をもってしまうことが多いため、この解析では除外した。

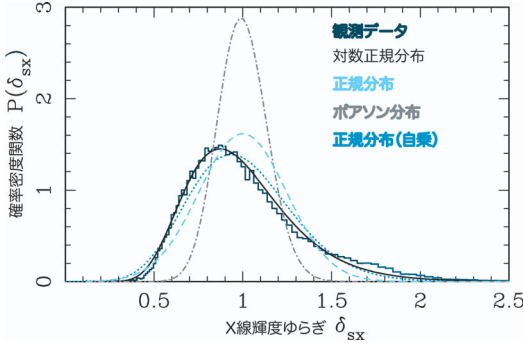


図5 銀河団 Abell 3667 の X 線輝度ゆらぎの確率密度関数 (ヒストグラム). 実線は対数正規分布によるフィットを示している. 破線は正規分布, 点線は密度ゆらぎが正規分布であるような場合の分布, 破点線は平均光子数によるポアソン分布をそれぞれ示している.

混入してくるのかを調べ, ポアソンノイズ込みの解析的モデルを作成した. これを用いると他の光子数が劣る銀河団データにも方法論が適用可能である. この新しい方法論を現在複数の銀河団データに適用して解析を進めているところである.

5. 銀河団温度の推定バイアスの起源

次に, 上で得られた銀河団ガスの非一様性のモデルを, 銀河団を用いた宇宙論におけるいくつかの問題に適用してみる. その一つが銀河団温度の推定バイアスの起源という問題である.

質量関数を用いた宇宙論においても, ハッブル定数推定においても, 銀河団の代表温度 (本稿では銀河団温度と呼ぶ) という概念が必要である. ここでいう銀河団温度とは, 「この銀河団の温度は3千万度である」という言い方に示されるような, ある銀河団全体に対する代表温度である. 観測的に質量関数を求める場合, 銀河団温度を用いて質量推定をすることができる. なぜなら銀河団はほぼ力学的に緩和した系であるので, 温度と重力ポテンシャルがポリアル定理を通じて結びついているからである. さらにハッブル定数推定でも銀河団温度が重要な役回りをする. しかし, ガスが等温でない限り, 銀河団温度は一義的に決まる

量ではない.

観測から銀河団温度を求める最も普通のやり方は, X 線スペクトルの形状から求める方法である. 銀河団からの X 線放射は, 銀河団ガス中のプラズマによる熱制動放射と鉄などの重元素から発せられる特性 X 線起源である. これらのスペクトル形状は主に温度の関数となっているので, 観測されたスペクトルをこれらのモデルスペクトルでフィットすることにより, 温度を求めることができる. これをスペクトル温度 T_{spec} という. 一方, 理論モデルにおいては, スペクトル温度のように複雑な手順で平均化された温度の定義を用いることは難しいので, 長らく放射率重み付け温度

$$T_{\text{ew}} \equiv \frac{\int n^2 \Lambda(T) T dV}{\int n^2 \Lambda(T) dV}, \quad (3)$$

が T_{spec} に対応する温度として用いられ, 理論モデルと観測の比較が行われてきた (ここに $\Lambda(T)$ は X 線放射率である). しかし, 近年 Mazzotta らは, T_{spec} は T_{ew} より系統的に低い値となることを指摘した¹³⁾. そして彼らは T_{spec} をよりよく再現できる新たな定義としてスペクトル様温度

$$T_{\text{sl}} \equiv \frac{\int n^2 T^{1/4} dV}{\int n^2 T^{-3/4} dV}. \quad (4)$$

を定義した. さらに Rasia らは, 宇宙流体シミュレーションの模擬銀河団研究に基づいて, $T_{\text{sl}}/T_{\text{ew}} \approx 0.7$ 程度にもなると主張した¹⁴⁾. 銀河団を用いた宇宙論では, 多くの場合, 宇宙流体シミュレーションに基づいて較正・系統誤差の検証を行っている. そのため, このような温度推定バイアスは, 質量関数を用いた宇宙論¹⁵⁾, ハッブル定数推定 (第6章) などさまざまな推定に系統誤差をもたらさう. また, 重力レンズを用いた温度推定 (放射率重み付け温度) とスペクトル温度による温度推定の不一致をこのバイアスで説明しようとして試みている研究もある¹⁶⁾.

私たちは流体シミュレーション中の銀河団の

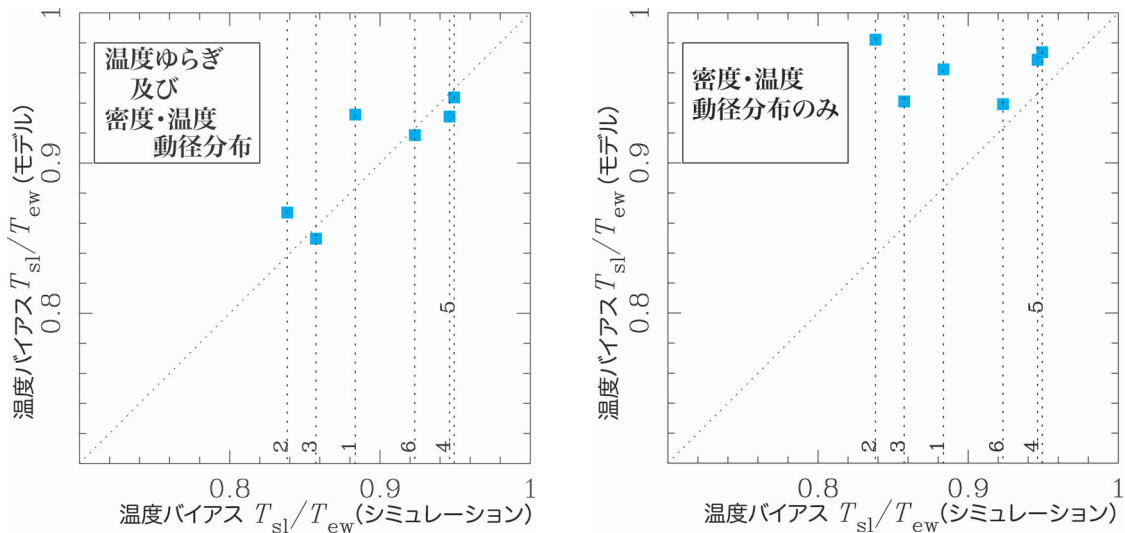


図6 シミュレーション中の銀河団の模擬観測によるバイアス T_{sl}/T_{ew} (simulation) と解析モデルの予言 T_{sl}/T_{ew} (model). 左パネルは温度ゆらぎと動径分布両方を含んだモデルであり、シミュレーションの結果をほぼ説明できている。右パネルは動径分布のみのモデルであるが、シミュレーションを十分再現できない。

X線模擬観測を行い、得られた模擬スペクトルをフィットすることにより、直接 T_{spec} を求めた。私たちの結果によると、**Rasia** たちほどではないが $T_{spec}/T_{ew}=0.8-0.9$ 程度であり、基本的には温度推定バイアスを確認した。また T_{sl} が T_{spec} をほぼ再現することも確認した。

では、この温度推定バイアスを従来の銀河団ガスのモデルで理解できるであろうか？ まず、明らかに等温仮定ではこのバイアスは説明できない。私たちは、このバイアスが温度・密度動径分布モデルの枠内で理解できるか、それとも非一様性の効果が効くのか調べるために、温度・密度動径分布と温度・密度ゆらぎの対数正規モデルを用いて、温度推定バイアスの解析的モデルを構築した。その結果、温度推定バイアスは (1) 温度・密度動径分布と (2) 温度ゆらぎが起源となっていることがわかった。図6は、宇宙流体シミュレーション中の六つの銀河団の模擬観測による温度バイアス T_{sl}/T_{ew} (横軸) と解析モデルの予言 (縦軸) を示している。温度ゆらぎと密度・温度動径分布を両方考慮した場合 (左) はほぼバイアスを説明

できるが、動径分布のみ (右パネル) では十分説明できないことがわかる。このように温度推定バイアスには温度ゆらぎの効果が動径分布と同様に重要であることがわかった¹¹⁾。

6. ハッブル定数推定の系統誤差

SZ効果とX線を用いたハッブル定数推定の原理は第1章で説明したように単純である。それにもかかわらず、この方法で求めたハッブル定数 $H_0=60 \pm 3 \text{ km/s/Mpc}$ ^{17), 18)} は他の方法によるもの (セファイド $H_0=72 \pm 8 \text{ km/s/Mpc}$ ¹⁹⁾ または宇宙背景放射 $H_0=73 \pm 3 \text{ km/s/Mpc}$ ²⁰⁾) より系統的に10-20%程度低い値を与える。たかが1,2割なのだが、宇宙年齢で言うと10-20億年以上の違いにもなる。しかし、従来の宇宙流体シミュレーションによる模擬観測では系統誤差はほとんどないはずであった^{21), 22)}。

そこで私たちは、ゆらぎの対数正規モデルと密度・温度の動径分布をもつような銀河団を、ハッブル定数推定で行われているように等温 β モデルだと思って推定するとどのような系統誤差が現

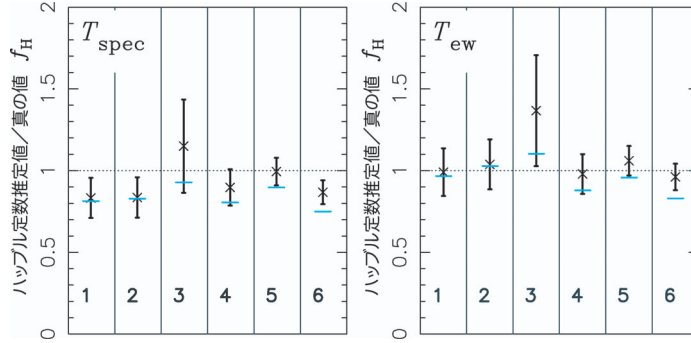


図7 左パネル：六つの銀河団の模擬観測によるハッブル定数の系統誤差（誤差棒： $f_H \equiv H_0$ 推定値/ H_0 の真の値）と解析モデルによる予言（横線）。温度は正しく T_{spec} を用いている。誤差棒がランダムな視線方向から銀河団を見たときの推定値の標準偏差を示している。3を除くと $f_H = 0.9-0.8$ 程度で、これはハッブル定数の推定値が10-20%過小評価されることを示している。右パネル： T_{spec} の代わりに T_{ew} を用いて、同様の解析をした場合。従来の系統誤差の研究に対応している。 T_{ew} を用いた場合、際立った系統誤差は見られない。

れるかを調べ、系統誤差の解析的モデルを構築した。この際、第4章の温度推定バイアスを考慮し、用いられる温度は実際にスペクトルフィットを行って得られた T_{spec} を正しく用いた。結果、系統誤差の起源は (1) 密度ゆらぎ（過大評価の成分）、(2) 温度動径分布（過小評価の成分）、(3) 温度推定バイアスによるもの（過小評価の成分）の三つの成分の積で書け、その合計は観測で示唆されるような10-20%の過小評価を与えることを示した*8。さらにシミュレーション中の銀河団で模擬観測を行った結果、解析モデルと一致し、やはり10-20%の過小評価になることがわかった(図7: 左パネル)。

実はこの結果は以前の研究結果と矛盾していない。なぜなら従来の研究では、放射率重み付け温度がスペクトル温度の代わりに用いられていたからである。私たちの結果でも正しくスペクトル温度を用いるのではなく、放射率重み付け温度を用いると、ほとんど系統誤差がないということにな

る(図7: 右パネル)。

私たちは系統誤差を解析的に評価することができたので、今後、各銀河団のゆらぎの大きさがわかれば、較正を行うことが可能である。現在のところ、密度ゆらぎの大きさは観測的に求める方法論ができたが(第4章)、残念ながら、温度ゆらぎを観測的に求める方法論はまだなく、今後の課題である。このように銀河団の非一様性まで考慮することで初めてハッブル定数推定の系統誤差が理解できるようになったといえる²⁵⁾。

余談になるが、各々の銀河団から得られる推定値はその銀河団のもつ非球対称性のため、見る方向によって推定値がかなりばらつく(図8の誤差棒が一つの銀河団をさまざまな方向から見たときの標準偏差を表している)。この非球対称性による効果は統計誤差とはなるが、さまざまな銀河団を見る方向がランダムであることより、ほとんど系統誤差を生まない。むしろ逆に、個々の銀河団から得られる推定値の分布関数の形状を見ること

*8 実は本文中に与えられている Reese らの解析結果 ($H_0 = 60 \pm 3$ km/s/Mpc) の他に Bonamente らの結果 ($H_0 = 76.9 + 3.9 - 3.4$ km/s/Mpc) が存在する²³⁾。両者の違いは X線観測であり、前者が ROSAT, ASCA 衛星による観測であるのに対し、後者は Chandra 衛星によるものである。ところが最近、Chandra の較正が見直され、SZ 効果で用いられるような高温銀河団では、これまで温度を10%程度過大評価してしまっていたことが判明した²⁴⁾。これから Bonamente らの結果は15%程度下方修正されると考えられ、やはり $H_0 \sim 60$ km/s/Mpc 程度と低く見積もられることが示唆される。

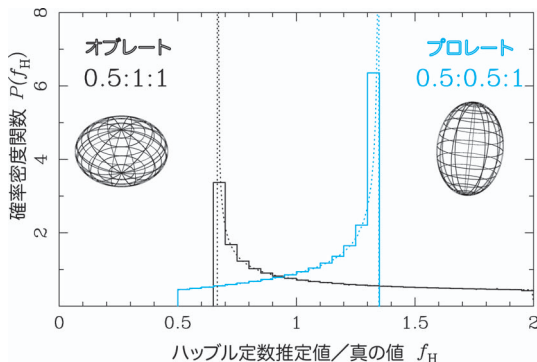


図8 ランダムな視線方向から観測したときのオブレート銀河団(黒)とプロレート銀河団(青)の $f_H (=H_0$ 推定値/ H_0 真の値)の確率密度関数.

で銀河団ガス分布の形状をある程度予言することができる。図8は形状がオブレート(アンパン型)のときとプロレート(フランスパン型)のときのハッブル定数推定値の分布関数となっている。この二つではピークが正反対になるので、多数の銀河団でこのような分布関数を描くことで、銀河団ガスの平均的なつぶれ具合(prolateness)を知ることができる²⁵⁾。銀河団の全体のひずみ(形状)は観測的にも、理論的な形成過程も、あまり解明されておらず、今後の理解していくべき事項であると思われる。

7. 起源はいずこへ

対数正規分布モデルは、銀河団ゆらぎを扱うためのあくまで現象論的モデルであり、その物理的起源についてはまだ何もわかっていない。しかしながら、対数正規分布は、銀河数密度分布²⁶⁾や星間物質の密度分布²⁷⁾など天文分野のさまざまなところに顔を出す不思議な分布である。これらに共通したなんらかのメカニズムが働いているのかどうか、非常に興味深い問題である(詳しくは参考文献28を参照)。

本稿で紹介したガス密度・温度の非一様性だけでなく、銀河団の物理モデルには起源がまだわかっていないものが多い。特に重要であると思う

のは、暗黒物質ハローの普遍プロファイル(NFWプロファイル)が成立する物理的な理由、ハロー非球対称性を生む原因、温度動径分布の普遍性とその起源、そして、ゆらぎ(対数正規分布)の起源である。現象論的モデルの起源を解明し、宇宙論や基礎物理過程と結び付けていくことが、宇宙論検証という応用的研究の前に、銀河団形成の理解という意味で極めて重要であると思う。

8. まとめ

本稿では、銀河団ガス内の密度・温度ゆらぎが対数正規分布という単純な近似でモデル化できること、また、その観測的な支持も得られつつあることを示した。これら銀河団ガスの非一様性は銀河団の温度もしくは質量推定、ハッブル定数推定といった銀河団を用いた宇宙論やその解釈に大きく影響する重要な現象である。

謝辞

本研究は私が博士課程在学時に須藤 靖氏(東京大学)の指導のもとに行われたものです。須藤 靖氏、ならびに共同研究者である佐々木 伸氏(首都大学東京)、北山 哲氏(東邦大学)、Erik D. Reese氏(東京大学)には、博士課程の全期間を通じてあらゆる面でサポートをしていただき、深く感謝しています。また Klaus Dolag氏には快くシミュレーションデータを使わせていただいただけでなく、さまざまなコメントをいただきました。感謝いたします。また清水 守氏、Elena Rasia氏には研究初期の段階でさまざまなアドバイスをいただきました。さらに宇宙科学研究本部の満田和久氏、山崎典子氏にはX線観測の知識をはじめとしたさまざまなアドバイスをいただきました。この場を借りて感謝いたします。また、本稿の執筆を勧めてくださった竹井 洋氏とは多くの議論を通じて貴重な助言を得ることができました。藤井友香氏には原稿を読んでいただき、文章のわかりにくい点を指摘していただきました。皆

さん, どうもありがとうございます. また, この研究は日本学術振興会による特別研究員制度の援助のもとになされたものです.

参考文献

1) 伊藤直紀, 北山 哲, 須藤 靖, 2004. 日本物理学会誌, 59, 349
 2) Navarro J. F., Frenk C. S., White S. D. M., 1996, ApJ 462, 563
 3) Navarro J. F., Frenk C. S., White S. D. M., 1997, ApJ 490, 493
 4) Cavaliere A., Fusco-Femiano R., 1976, A&A 49, 137–144
 5) Cavaliere A., Fusco-Femiano R., 1978, A&A 70, 677
 6) Makino N., Sasaki S., Suto Y., 1998, ApJ 497, 555
 7) Suto Y., Sasaki S., Makino N., 1998, ApJ 509, 544
 8) Markevitch M., Forman W. R., Sarazin C. L., Vikhlinin A., 1998, ApJ 503, 77
 9) Allen S. W., Schmidt R. W., Fabian A. C., 2001, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 328, L37
 10) Jing Y. P., Suto Y., 2002, ApJ 574, 538
 11) Kawahara H., Suto Y., Kitayama T., Sasaki S., Shimizu M., Rasia E., Dolag K., 2007. ApJ 659, 257
 12) Kawahara H., Reese E. D., Kitayama T., Sasaki S., Suto Y., 2008, ApJ 687: 936
 13) Mazzotta P., Rasia E., Moscardini L., Tormen G., 2004, MNRAS 354, 10
 14) Rasia E., Mazzotta P., Borgani S., Moscardini L., Dolag K., Tormen G., Diaferio A., Murante G., 2005, ApJ 618, L1
 15) Shimizu M., Kitayama T., Sasaki S., Suto Y., 2006, PASJ 58, 291
 16) Lemze D., Barkana R., Broadhurst T. J., Rephaeli Y., 2008. MNRAS 386, 1092
 17) Reese E. D., Carlstrom J. E., Joy M., Mohr J. J., Grego L., Holzappel W. L., 2002, ApJ 581, 53
 18) Carlstrom J. E., Holder G. P., Reese E. D., 2002, ARA&A 40, 643
 19) Freedman W. L., Madore B. F., Gibson B. K., Ferrarese L., Kelson D. D., Sakai S., Mould J. R., Kennicutt R. C., Jr., Ford H. C., Graham J. A., Huchra J. P.,

Hughes S. M. G., Illingworth G. D., Macri L. M., Stetson P. B., 2001, ApJ 553, 47
 20) Spergel D. N., Bean R., Dor'e O., Nolte M. R., Bennett C. L., Dunkley J., Hinshaw G., Jarosik N., Komatsu E., Page L., Peiris H. V., Verde L., Halpern M., Hill R. S., Kogut A., Limon M., Meyer S. S., Odegard N., Tucker G. S., Weiland J. L., Wollack E., Wright E. L., 2007, ApJS 170, 377
 21) Inagaki Y., Suginozono T., Suto Y., 1995, PASJ 47, 411
 22) Yoshikawa K., Itoh M., Suto Y., 1998, PASJ, 50, 203
 23) Bonamente E., Joy M. K., LaRoque S. J., Carlstrom J. E., Reese E. D., Dawson K. D., 2006 ApJ 647, 25
 24) Gaetz T. 2009, 4th IACHEC Meeting, <http://www.iachec.org/meetings/2009/index.html>
 25) Kawahara H., Kitayama T., Sasaki S., Suto Y., 2008, ApJ 674, 11
 26) Kayo I., Taruya A., Suto Y., 2001, ApJ 561, 22
 27) Wada K., Norman C. A., 2001, ApJ 547, 172
 28) 樽家篤史, 2008, 科学, 78, 1228

Fluctuating Intracluster Medium and Cosmology

Hajime KAWAHARA

The University of Tokyo, Department of Physics, The University of Tokyo, Tokyo 113-0033, Japan

Abstract: We investigate the statistical nature of inhomogeneity in the intracluster medium using simulations and X-ray data. We find that the temperature and density inhomogeneities have nearly a universal distribution that resembles the lognormal function. With this model, we find that the inhomogeneities can explain the reported systematic bias in cluster temperature and may explain the systematic underestimate of the Hubble constant determined from the Sunyaev-Zel'dovich effect. We conclude that the inhomogeneity significantly affects the cosmological implications of galaxy clusters.