2022年第52回 天文・天体物理若手夏の学校 銀河・銀河団分科会 集録集

■ 謝辞

2022年度天文・天体物理若手夏の学校は、基礎物理学研究所を始め、国立天文台、光学赤外線天文連絡会、理論天文学宇宙物理学懇談会、天文教育普及研究会、日本天文学会からのご支援により成り立っております。事務局一同厚く御礼申し上げます。

銀河·銀河団分科会

■ index

銀河 a01	五十嵐 諒	semi-analytic モデル"GALFORM"を用いた銀河形成・進化		
銀河 a02	篠原 良太	Jeans 解析による Self-Interacting Dark Matter に対する制限		
銀河 a03	山崎 壮一郎	量子コンピューターで解く無衝突ボルツマン方程式		
銀河 a04	三城 洋平	銀河の乱流磁場に関するパワースペクトル解析		
銀河 a05	井上 真	銀河相互作用における星形成率の時間変化		
銀河 a06	仲野 友将	数値シミュレーションで迫る銀河中心コアの進化とその起源		
銀河 a07	新井 聡一	超新星フィードバックを考慮した銀河円盤シミュレーション		
銀河 a08	大滝 恒輝	ダークマターサブハローの衝突頻度の解析		
銀河 a09	田中 怜	3次元多層 ISM に対する AGN フィードバック効率の内部マッハ数依存性		
銀河 a10	岩崎 大希	次元削減を用いた銀河の物理量の推定		
銀河 a11	福地 輝	Subaru/HSC SSP 可視光サーベイと VLA/FIRST 電波カタログを用いた 29 天		
		体の radio-loud dust obscured galaxies の発見		
銀河 a12	有田 淳也	$z\sim 6$ におけるクェーサーのダークマターハロー質量に対する観測的制限		
銀河 a13	中谷 友哉	広域X線観測で探る電波銀河の中心核構造		
銀河 a14	本間 陽大	乱流銀河円盤の進化		
銀河 a15	渡邉 友海	銀河 NGC 1068 における 60 pc 分解能での HCN(1-0)/CO(1-0) 強度比による高		
		密度ガスの研究		
銀河 a16	池田 遼太	z=1.46 の銀河団銀河の構造とガス動力学		
銀河 a17	赤塚 勇太	「すざく」衛星を用いた Abell 3395/3391 銀河団周辺の銀河間物質の探索		
銀河 a18	大豆生田 創	精密 X 線分光を用いた宇宙大規模構造における中高温銀河間物質の探索		
銀河 a19	関戸 翔太	X 線宇宙望遠鏡 eROSITA による X 線前景放射と銀河団ガスの観測への影響		
銀河 a20	渡辺 くりあ	高い鉄酸素比を持つ極金属欠乏銀河の元素組成比とその起源		
銀河 a21	波多野 駿	可視光輝線と光電離モデルで探る極金属欠乏銀河の隠れた非熱的放射源の正体		
銀河 a22	佐久間 昂太	中間赤方偏移における極端に大きな星形成率を示す銀河種族の探査		
銀河 a23	八木 雄大	X 線解析で解明するスターバースト銀河 M82 から吹き出す高温電離ガスの銀河間空間への重元素輸送		
銀河 a24	及川 雄飛	アーカイブデータを用いた Changing-Look Quasar(CLQ) の探査、及びフォロー		
20, 7 0.21	// / / / / / / / / / / / / / / / / / /	アップ観測		
銀河 a25	舩越 菜月	GaiaDR3 の運動データから明らかになったセファイドの渦状腕とその過渡的性		
		· · · · · · · · · · · · · · · · · · ·		
銀河 a26	鈴木 善久	HSC-SSP データを用いた天の川銀河トモグラフィー		
銀河 a27	小上 樹	すばる望遠鏡/HSC 用狭帯域フィルター NB515 で探る M31 恒星ハローの構造		
		とその性質		
銀河 b01	名越 俊平	クエーサーのスペクトルと明るさ変動との関係		
銀河 b02	松井 思引	X 線スタッキングを含む多波長解析が明かす $4 < z < 7$ における星形成とブラッ		
		クホール質量降着率との相関		
銀河 b03	柿元 拓実	高赤方偏移 $(z>3)$ に存在する大質量 Quiescent 銀河の分光学的観測とその祖先		
銀河 c01	古谷田 和真	ガリレイ不変性と流体力学シミュレーションの計算解像度の関係		
銀河 c02	池田 裕	ALMA による近傍高光度 AGN の高解像度 CO(2-1) サーベイ観測		
銀河 c03	平澤 凌	ALMA 観測で明らかにする AGN 遮蔽の動的構造		

semi-analyticモデル"GALFORM"を用いた銀河形成・進化

新潟大学大学院 自然科学研究科 五十嵐 諒

semi-analytic モデル"GALFORM"を用いた銀河形成・進化

五十嵐 諒 (新潟大学大学院 自然科学研究科)

Abstract

本講演は Cole et al.(2000) のレビュー公演である。"GALFORM" モデルは、膨張宇宙におけるボトムアップ型の階層的天体形成シナリオによる銀河形成・進化を計算するための Semi-Analytic(準解析的) モデルである。GALFORM モデルは Cole らによって開発されたモデル (Cole et al. 1994) を改良したモデルで、ダークマター (DM) ハローの合体進化を追跡するため新たにモンテカルロアルゴリズムを採用している。 その他にも (DM) ハローのより現実的な密度プロファイル、ガスや星の化学進化、それに伴うダストの生成、銀河円盤やバルジの大きさの詳細な計算が追加された。この方法を Λ CDM 宇宙論 ($\Omega_0=0.3$, $\Lambda_0=0.7$) に適用したところ、既存のモデル比較して観測における B バンド、K バンド光度関数、Tully-Fisher 関係においてよりよい一致が見られた。ほかにも銀河の系統に対しての色分布、銀河円盤のサイズの分布および銀河円盤の冷たいガス量が近傍銀河の観測と一致することがわかった。一方で、モデルによる楕円銀河の色等級の関係は明るい等級で観測されたものよりかなり平坦であり、モデルはある等級における銀河の回転速度を観測より 30%程度大きく予測した。

1 Introduction

銀河は恒星や、ガス、ダスト、ダークマター (DM) などによって構成される自己重力系で、宇宙の構造・進化を考えるうえで重要な天体である。しかしその形成と進化についてはまだわからない部分が多い。銀河の形成と進化を知るための手段として、遠方の銀河を観測するという方法がある。近年では観測的研究の進展は目覚ましく、実証的な描像が描かれ始めているものの、観測データだけでは銀河の形成と進化について特定の段階を部分的にしか説明できない。そこで理論的なモデルをつくり観測と比較するアプローチが必要となる。理論的なアプローチの方法としては大きく、直接シミュレーションと Semi-Analytic(準解析的) モデルの 2 つがあり、本論文では後者の Semi-Analytic モデルのアプローチを用いている。

本講演では Semi-Analytic モデルのうち GAL-FORM(Cole et al. 2000)のレビューを行う。GAL-FORM モデルは Cole らによって開発された既存のモデル (Cole et al.1994)を改良したモデルであるため、結果では既存のモデルとの比較をする。

2 Model and Methods

2.1 Semi-Analytic モデルについて

Semi-Analytic モデルでは、銀河形成・進化過程において各天体物理プロセスをモデル化し、それらをパーツとして組み合わせていく。例えば DM ハローのプロファイルはよくわかっている部分が多いため、N 体計算やモンテカルロシミュレーションを用いて具体的に計算する。一方で星形成やフィードバック効果などよくわからない部分が多いプロセスについては簡略化したモデルとして計算するといった方法をとる。

直接シミュレーションと Semi-Analytic モデルは それぞれ強みが異なる。まず直接シミュレーション は Semi-Analytic モデルほど単純化したモデルを必 要とせず、また数値的にダイナミクスを解くことが できるのが強みである。しかし計算コストが大きく、 現在では分解能が不十分であることが欠点である。 Semi-Analytic モデルは各物理プロセスをモデル化 して組み合わせていく。この特性上様々なパラメー タを動かすことができたり、各物理プロセスがどれ だけ効いてくるのか検討しやすいという強みがある。 また直接シミュレーションよりも計算コストが小さ く、分解能を高くすることができる。一方で放射冷 却過程や星形成等については簡略化したモデルを必 要とするなどの欠点もある。

2.2 GALFORM について

GALFORM は Cole らによって開発された既存モデル Cole et al. (1994)を改良したモデルである。新たに DM ハローの合体・進化の計算手法としてモンテカルロアルゴリズムを採用し、高い質量分解能を提供できるようにした。ほかにも DM ハローとガスのより現実的な密度分布の採用、ダストによる影響などを新たに組み込んでいる。

2.3 マージャーツリーについて

GALFORM モデルでは、ACDM 宇宙モデルを採用している。ACDM 宇宙モデルは、小スケールの構造から大スケールの構造へ進化するボトムアップ型の形成シナリオである。銀河は DM ハローの密度揺らぎから形成されると考えられており、小スケールの DM ハローがどのような合体・進化をしたかによって銀河の初期状態は異なってくる。そのためダークマターハローの合体・形成史を考える必要がある。これを計算するうえで重要なのがマージャーツリーである。

既存モデルでは N 体シミュレーションを採用していたが、本モデルでは新たにモンテカルロシミュレーションを用いてマージャーツリーを作成した。これによって任意の質量分解能で DM ハローの合体形成を追跡できるようになった。

2.4 計算の流れについて

まず基準モデルをつくる。基準モデルは観測データと数値シミュレーションを参考にして各パラメータを設定することによってつくることができる。そののちに各パラメータを変化させ、観測データと比較する。本講演では光度関数と Tully-Fisher 関係に注目した。

3 Results

3.1 光度関数

光度関数は、ある明るさの銀河がどれだけ存在するかを定量的に表したもので、銀河の基本的な統計量の1つである。図1と図2はいずれもBバンドにおける光度関数である。横軸は絶対等級に対応し、縦軸は銀河の個数に対応する。

既存モデル図 1 では明るい側においても不一致があったが、図 2 ではこれが改善されている。特に K バンドにおいて、光度関数の膝までうまくフィッテイングされているのがわかる。しかし B バンド、K バンドいずれにおいても暗い側では依然としてずれが生じている。

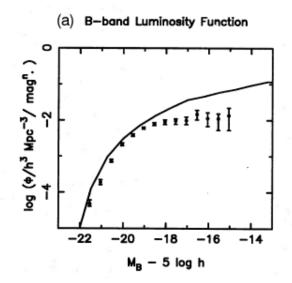


図 1: 既存のモデル (Cole et al.(1994)) において得られた B バンドでの光度関数。実線はモデル、ドットは Loveday et al.(1992) のデータによる

3.2 Tully-Fisher 関係

円盤銀河の絶対等級と回転速度の間には相関があることが知られている。これは Tully-Fisher 関係と呼ばれており、絶対等級をM、回転速度を V_c とすると

$$M \propto V_c^{\alpha} \quad (\alpha = 3 \sim 4)$$
 (1)

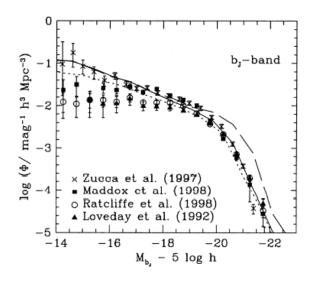


図 2: GALFROM モデルにおいて得られた b_J バンド での光度関数。実線、破線、点線はモデル、各プロット は Zucca et al.(1997),Maddox et al.(1998),Ratcliffe et al.(1998),Loveday et al.(1992) のデータによる

という関係式で表すことができる。

図 3 は既存モデルと、Young et al.(in preparation) 及び Lucey et al.(1991) のデータとの比較である。図中の \Box と \blacktriangle が観測データ、ドットは既存モデルのプロットである。また、破線は観測データをフィットさせたラインである。傾きは似た傾向をしているが、ズレがあるのがわかる。

図 4 は、de Jong&Lacey(2000) によるデータと (a) セレクションを変えたとき、(b) フィードバックパラメータ α_{hot} を変えたとき、(c) バリオン密度 Ω_b を変えたときを表す。それぞれ実線がレファレンスモデルである。(a) において破線は銀河がハロー中心に位置する場合で、点線はすべての銀河 (中心銀河と衛星銀河)。また太い実線は円盤の回転速度ではなく、銀河が形成されたハローのビリアル半径での回転速度である。(b) において、実線は基準モデルで $\alpha_{hot}=2.0$ 、破線は $\alpha_{hot}=1.0$ 、点線は $\alpha_{hot}=5.5$ のときである。(c) については、実線は基準モデルで $\Omega_b=0.02$ 、破線は $\Omega_b=0.01$ 、点線は $\Omega_b=0.04$ のときである。暗い側ではズレがあるものの、明るい側では観測データと一致する傾向がみられる。既存モデルと比較すると改善がみられるが、それでも全体として、観測

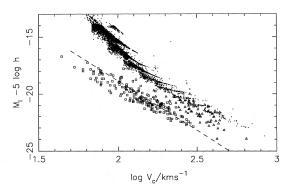


図 3: 既存モデルにおける Tully-Fisher 関係

よりも回転速度が約30%速くなった。

4 Conclusion

モデルと観測された銀河の光度関数 (B バンドと K バンド) との間にいい一致が見られた。とくに明るい側に関しては、既存モデルと比較して改善が見られた。ダークマターハローやガス密度分布、ダストの影響など、実際の天体物理現象を組み込むことで、既存のモデルよりも I バンドの Tully-Fisher 関係への適合がよくなった。

しかし光度関数については暗い側に関してはまだ不確かさが残っており、Tully-Fisher 関係については円盤の回転速度は観測で得られた結果よりも30%速く回転しているなどの不一致があった。これらの不一致がACDM宇宙モデルの根本的な誤りなのか、本モデルにおいて重要な物理プロセスを含まなかったこと、モデル化する際の不備なのかはわかっていない。

Reference

Cole et al.1994, MNRAS, 271, 781

Cole et al. 2000, MNRAS, 319, 168

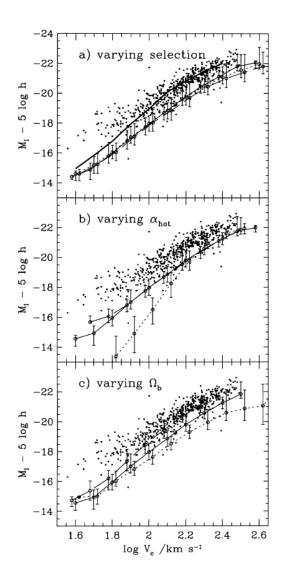


図 4: GALFORM モデルにおける Tully-Fisher 関係 (a) はセレクションを変えたとき (b) はフィードバックパラメータを変えたとき (c) は回転速度を変えたとき。それぞれ実線がレファレンスモデルである

Jeans解析による Self-Interacting Dark Matter に対する 制限

早稲田大学大学院 先進理工学研究科 篠原 良太

Jeans 解析による Self-Interacting Dark Matter に対する制限

篠原 良太 (早稲田大学大学院 先進理工学研究科)

Abstract

Cold Dark Matter (CDM) モデルは、Dark Matter の物理的なモデルとしてよく知られ、大スケールでは観測に支持されている。しかし、(矮小) 銀河のスケールでは観測と CDM モデルのシミュレーションとの間の不一致が存在することが知られている。その解決策の 1 つとして、DM 粒子間に重力以外の相互作用を導入した Self-Interacting Dark Matter (SIDM) と呼ばれるものがある。本講演では、銀河の視線方向の速度分散を用いて SIDM の性質を調べた論文 (Hayashi et al. 2021) に関して、その手法と結果をレビューする。最後に、この研究の発展の方向性として、SIDM の相互作用のモデル自体に対する制限ができることについて述べる。

1 Introduction

1.1 Small-Scale Problem

Dark Matter (DM) の物理的なモデルとしては、DM 粒子同士の無衝突を仮定した Cold Dark Matter (CDM) モデルがよく知られている. CDM モデルは比較的大きなスケール $(k \lesssim \mathcal{O}(1)\,\mathrm{Mpc}^{-1})$ では観測に支持されている.

しかし、(矮小) 銀河程度のスケール $(k \gtrsim \mathcal{O}(1)\,\mathrm{Mpc}^{-1})$ では観測と CDM モデルのシミュレーションとの間に不一致 (Small-Scale Problem) が存在することもまた知られている (see Tulin & Yu 2018 for a review). その 1 つとして,Core/Cusp Problem と呼ばれる,以下のような銀河の密度プロファイルに関する観測とシミュレーションとの間の不一致が存在する. CDM の N 体シミュレーションでは,密度プロファイルが銀河の中心部で発散するように見える "Cusp" 構造が好まれる(Navarro et al. 2010). 一方で,観測される回転曲線においては Cusp 構造は好まれず,代わりに密度プロファイルが銀河の中心部で一定に近づくように見える "Core"構造が好まれる.

1.2 Self-Interacting Dark Matter

Core/Cusp Problem を解決するためには、理論における銀河の中心部の密度を下げて、Cusp から Coreになれば良い。その方法の 1 つが、Self-Interacting Dark Matter (SIDM) モデルである (Spergel &

Steinhardt 2000). SIDM モデルでは, DM 粒子同士に (重力以外の) 自己相互作用が加えられている.

SIDM モデルによって銀河の中心部の密度が下がる定性的なプロセスは,以下のようになる (図 1 も参照). まず, DM 粒子同士の衝突により, DM 同士のエネルギーのやりとりが行われる. それにより, ハローの内側の DM 粒子がの速さが増加して, それらがハローの内側にとどまれなくなる. このようにして, 銀河の中心部の密度が下がるのである.

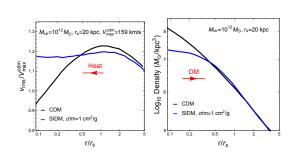


図 1 CDM(黒) と SIDM(青) の場合における, DM 粒子の速度 (左) と DM 密度プロファイル (右) の N 体シミュレーション結果. (Tulin & Yu 2018)

1.3 Hayashi et al. (2021) における調査対象

SIDM において重要なパラメータは散乱断面積 σ/m であり、観測データとの比較によって σ/m に制約を与えることができる.Hayashi et al. (2021) は、23 個の Ultra-faint Dwarfs (UFDs) と呼ばれる非常に暗い矮小銀河を新たに用いた.UFD は DM-dominated な銀河であるため、DM の性質を調べるのには理想的な天体なのである.

2 Method

観測との比較は、以下のような手順で行われる:

- (1) SIDM ハローを表現するパラメータ $(\sigma/m$ 等) を設定する.
- (2) ハローモデルに従って DM 密度プロファイル等 を構築する.
- (3) Jeans 方程式に従って恒星の動径方向の速度分散プロファイル $\sigma_r(r)$ を計算する.
- (4) $\sigma_r(r)$ を視線方向に射影することによって、恒星の視線方向の速度分散プロファイル $\sigma_{los}(R)$ を計算する.
- (5) このようにして理論的に得られた $\sigma_{los}(R)$ を、観測データと比較する.

2.1 Jeans 方程式による $\sigma_r(r)$ の計算

Jeans 方程式によって, ある重力ポテンシャル下 での恒星の運動が説明される (Binney & Tremaine 2008):

$$\frac{1}{\nu(r)} \frac{\partial (\nu(r)\sigma_r^2(r))}{\partial r} + \frac{2\beta_{\rm ani}(r)\sigma_r^2(r)}{r} = -\frac{GM_{\rm DM}(r)}{r^2}. \tag{1}$$

ただし, $\nu(r)$ は恒星の密度, $\sigma_r(r)$ は恒星の動径方向の速度分散, $\beta_{\rm ani}(r)=1-\sigma_t^2(r)/\sigma_r^2(r)$ は恒星の速度分散の異方性, $\sigma_t(r)$ は恒星の接線方向の速度分散, $M_{\rm DM}(r)$ は DM の enclosed mass である.

Jeans 方程式 (1) から $\sigma_r(r)$ を得るためには, $\nu(r)$, $\beta_{\rm ani}(r)$, $M_{\rm DM}(r)$ の 3 つが必要である. 以下では, これら 3 つの構築について述べる.

 $\nu(r)$ としては、球状星団において典型的な Plummer モデルを用いる (Plummer 1911):

$$\nu(r) = \frac{3}{4\pi} \frac{M_{\star} r_{\text{half}}^2}{(r^2 + r_{\text{half}}^2)^{5/2}}.$$
 (2)

ただし、 M_{\star} は全恒星質量、 $r_{\rm half}$ は 2 次元射影プロファイルにおける半光度半径である。 M_{\star} の値は Jeans 方程式 (1) の結果に影響しないので、input parameter は $r_{\rm half}$ のみとなる.

 $\beta_{\text{ani}}(r)$ としては、Baes & van Hese (2007) によって提案されたプロファイルを用いる:

$$\beta_{\text{ani}}(r) = \frac{\beta_0 + \beta_\infty (r/r_\beta)^\eta}{1 + (r/r_\beta)^\eta}.$$
 (3)

各パラメータ β_0 , β_∞ , r_β , η は input parameter である.

SIDM ハローモデルとしては、DM 粒子が十分に相互作用していて熱平衡に達している内側の領域と、DM 粒子がほぼ相互作用せずほとんど CDM ハローと同じである外側の領域の 2 つに分けて考える (Kaplinghat et al. 2016; Valli & Yu 2018). 2 つの領域の境界を $r=r_1$ とする.

内側の熱平衡ハローにおける密度プロファイル $\rho_{\text{iso}}(r)$ は、次の微分方程式によって表される:

$$h''(x) + \frac{2h'(x)}{x} = -e^{h(x)},\tag{4}$$

$$\lim_{x \to 0} h(x) = 0,$$
(5)

$$\lim_{x \to 0} h'(x) = 0. \tag{6}$$

ただし、 $h(x) = \ln{(\rho_{\rm iso}(r)/\rho_0)}$ 、 $\rho_0 = \rho_{\rm iso}(0)$ 、 $x = r/r_c$ 、 $r_c = \sigma_{v0}/\sqrt{4\pi G\rho_0}$ である. 微分方程式(4)は、理想気体の状態方程式 $p_{\rm iso} = \sigma_{v0}^2 \rho_{\rm iso}$,静水圧平衡の方程式 $\nabla p_{\rm iso} = -\rho_{\rm iso} \nabla \Phi_{\rm iso}$,Poisson 方程式 $\nabla^2 \Phi_{\rm iso} = 4\pi G \rho_{\rm iso}$ から導出される.ただし、 $p_{\rm iso}$ は DM の圧力、 σ_{v0} は DM の 1 次元速度分散、 $\Phi_{\rm iso}$ は DM の重力ポテンシャルである.

外側の CDM ハローにおける密度プロファイル $\rho_{\rm NFW}(r)$ としては、CDM の N 体シミュレーション によって支持される NFW プロファイル (Navarro et al. 1997) を用いる:

$$\rho_{\rm NFW}(r) = \frac{\rho_s}{(r/r_s)(1 + r/r_s)^2}.$$
 (7)

各パラメータ ρ_s , r_s は input parameter である.

上記の密度プロファイルから, $M_{\rm DM}(r)$ は以下のように計算される:

$$M_{\rm DM,iso}(r) = -4\pi \rho_0 r_c^3 x_c^2 h'(x_c), \tag{8}$$

$$M_{\rm DM,NFW}(r) = 4\pi \rho_s r_s^3 \left(\log(1+x_s) - \frac{x_s}{1+x_s} \right). \tag{9}$$

ただし, $x_c = r/r_c$, $x_s = r/r_s$ である.

次に、接続半径 r_1 を、その半径において DM 粒子の相互作用が銀河の年齢あたり 1 回行われるように定める。内側の熱平衡ハローの速度 v の分布が

Maxwell-Boltzmann 分布 $(f \propto e^{-v^2/(2\sigma_{v0}^2)})$ に従うことを利用すると、以下のようになる:

$$\frac{\sigma}{m} \simeq \frac{\sqrt{\pi}}{4\sigma_{v0}\rho(r_1)t_{\text{age}}}.$$
 (10)

ただし、 $t_{\rm age}$ は銀河の典型的な年齢で、Hayashi et al. (2021) は $t_{\rm age}=10\,{\rm Gyr}$ を仮定している。 $r_c=\sigma_{v0}/\sqrt{4\pi G\rho_0}$ と合わせれば、 r_1 は σ/m 、 ρ_0 、 r_c を用いて書かれる。ゆえに、input parameter として、 r_1 ではなく σ/m を採用する.

最後に、 $r=r_1$ において、enclosed mass の連続条件 $M_{\mathrm{DM,iso}}(r_1)=M_{\mathrm{DM,NFW}}(r_1)$ と、密度の連続条件 $\rho_{\mathrm{iso}}(r_1)=\rho_{\mathrm{NFW}}(r_1)$ を課す.この 2 つの条件を用いれば、 ρ_s と r_s から ρ_0 と r_c を求めることができる.2.2 $\sigma_r(r)$ から $\sigma_{\mathrm{los}}(R)$ への変換

実際に観測されるのは、動径方向の速度ではなく視線方向の速度である. $\sigma_r(r)$ から $\sigma_{los}(R)$ への変換は、以下のように表される (Binney & Tremaine 2008):

$$\sigma_{\rm los}^2(R) = \frac{2}{\Sigma(R)} \int_R^{\infty} dr \, \left(1 - \beta_{\rm ani}(r) \frac{R^2}{r^2} \right) \frac{\nu(r) \sigma_r^2(r)}{\sqrt{1 - R^2/r^2}},$$
(11)

$$\Sigma(R) = 2 \int_{R}^{\infty} dr \, \frac{\nu(r)}{\sqrt{1 - R^2/r^2}}.$$
 (12)

2.3 Bayes 解析による σ/m の推定

上記の方法によって得られた理論的な $\sigma_{los}(R)$ を用いて, Hayashi et al. (2021) は適切な事前分布と尤度を設定することにより, MLE(最尤推定法) とBayes 解析を用いて σ/m の区間推定を行った.

事前分布としては、以下のような一様分布を用いる: $-4 \leq \log_{10}(\rho_s [M_{\odot} \, \mathrm{pc}^{-3}]) \leq 2, 0 \leq \log_{10}(r_{s,\beta} \, [\mathrm{pc}]) \leq 4, 1 \leq \eta \leq 10, 0 \leq 2^{\beta_{0,(\infty)}} \leq 1(2), 0 \leq r_{\mathrm{half}} \, [\mathrm{pc}] \leq 1000.$

恒星の運動学的なデータ (半径, 視線方向の速度) からの尤度への寄与としては, 以下のものを用いる:

$$-2\log(\mathcal{L}_{dis}) = \sum_{i} \left[\frac{(v_i - V)^2}{\sigma_i^2} + \log(2\pi\sigma_i^2) \right]. \quad (13)$$

ただし, v_i は i 番目の恒星の視線方向の速度, V は恒星の視線方向の速度の平均, $\sigma_i^2 = \sigma_{\rm los}^2(R_i) + \varepsilon_i^2$ は i 番目の恒星の視線方向の速度分散, R_i は i 番目の恒星の半径, ε_i は v_i の測定誤差である.

また、NFW パラメータ ρ_s 、 r_s は、CDM の N 体 シミュレーションによる concentration-mass relation(Moliné et al. 2017) を満たすことを、以下の尤

度を含めることで課す:

$$-2\log(\mathcal{L}_{CDM}) = \frac{(\log_{10}(c_{200}) - \log_{10}(c_{200}^0))^2}{\sigma_{CDM}^2}.$$
 (14)

ただし, $c_{200}=r_{200}/r_s$, r_{200} はビリアル半径, c_{200}^0 は concentration-mass relation によって予測される c_{200} , $\sigma_{\rm CDM}=0.13$ (Moliné et al. 2017) である.

さらに、半光度半径 $r_{\rm half}$ の測定も、以下の尤度を含めることで考慮する:

$$-2\log(\mathcal{L}_{r_{\text{half}}}) = \frac{(r_{\text{half}} - r_{\text{half}}^0)^2}{\delta r_{\text{half}}^2}.$$
 (15)

ただし, $r_{\rm half}^0$ は測定された半光度半径, $\delta r_{\rm half}$ は測定された半光度半径の誤差である.

最後に、合計の尤度は $\log(\mathcal{L}_{\text{tot}}) = \log(\mathcal{L}_{\text{dis}}) + \log(\mathcal{L}_{\text{CDM}}) + \log(\mathcal{L}_{r_{\text{half}}})$ となる.

3 Results

 σ/m の区間推定の結果を図 2 に示す. 全ての UFD が無衝突の CDM と consistent である. 特に, Segue 1, Willman 1 は, 2σ 上限でそれぞれ $8.6\times 10^{-2}\,\mathrm{cm^2\,g^{-1}}$, $0.39\,\mathrm{cm^2\,g^{-1}}$ と厳しい制約を与えている.

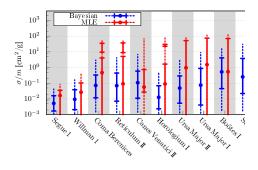


図 2 23 個の UFD に対する σ/m の区間推定. ここでは一部を切り取って示した. (Hayashi et al. 2021)

また、MLE に基づいた Segue 1 と Willman 1 に 対する $\langle v \rangle$ - $\langle \sigma v \rangle / m$ の 1σ 推定の結果を図 3 に示す (〈 〉 は平均を意味する). ここでも、Segue 1、Willman 1 は σ/m の上限値が低く、厳しい制約を与えている.

2022 年度 第 52 回 天文・天体物理若手夏の学校

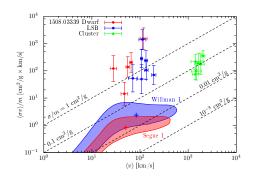


図3 MLE に基づく Segue 1 と Willman 1 に対する $\langle v \rangle$ - $\langle \sigma v \rangle$ /m の 1σ 推定. 各プロットは,矮小不規則銀河に対するもの (赤),低表面輝度銀河 (LSB) に対するもの (青),銀河団に対するもの (緑) である (Kaplinghat et al. 2016). (Hayashi et al. 2021)

4 Discussion

図 3 に示すように、UFD による結果は、矮小不規則銀河や低表面輝度銀河による結果と in tension である。今回の結果から、UFD、矮小不規則銀河、低表面輝度銀河、銀河団の観測データに同時に合わせるためには、 σ/m は速度依存性を持たなくてはならないことが分かる。

速度依存性を持つ SIDM のモデルの 1 つとして、 相互作用ポテンシャルを湯川ポテンシャルとした Light Mediator Model

$$V(r) = \frac{\alpha_{\chi}}{r} e^{-m_{\phi}r} \tag{16}$$

とした、Light Mediator Model がある (e.g., Tulin et al. 2013). このモデルに用いられている input parameter (結合定数 α_χ , DM 質量 m_χ , Mediator 質量 m_ϕ) と DM 粒子の速度 v を用いて、 σ/m を求めることができる。ゆえに、 σ/m と同様に、 α_χ , m_χ , m_ϕ に対する制約を与えることができる(図 4 参照)。今後のさらなるモデルの改良、観測データの向上等により、このような制限がさらに向上することが期待される。

Acknowledgement

本講演の内容に関しまして議論, 助言等を多数いただいた, 指導教員の辻川信二教授, 一関工業高等専門学校の林航平講師, 早稲田大学高等研究所の藤田智弘

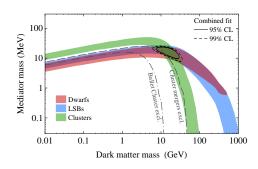


図 4 矮小銀河 (赤), LSB 渦巻銀河 (青), 銀河団 (緑) によって好まれる, Light Mediator Model のパラメータ空間 ($\alpha_{\chi}=1/137$ の場合, 95%CL). 結合した 95%(99%)CL が, 実線 (破線) で示されている. (Kaplinghat et al. 2016)

講師に感謝申し上げます.また,早稲田大学山田研究室,辻川研究室の皆様にはゼミ等を通じて議論させていただきました.最後に,夏の学校の企画運営をしてくださった方々へ、深くお礼申し上げます.

Reference

Baes, M.; van Hese, E. Astron. Astrophys. 2007, 471(2), p. 419-432.

Binney, James; Tremaine, Scott. Galactic dynamics. 2nd ed., Princeton University Press, 2008, p.195-211

Hayashi, Kohei et al. Phys. Rev. D. 2021, 103(2), id. 023017.

Kaplinghat, Manoj; Tulin, Sean; Yu, Hai-Bo. Phys. Rev. Lett. 2016, 116(4), id. 041302.

Moliné, Ángeles et al. Mon. Not. R. Astron. Soc. 2017, 466(4), p. 4974-4990.

Navarro, Julio F.; Frenk, Carlos S.; White, Simon D. M. Astrophys. J. 1997, 490(2), p. 493-508.

Navarro, Julio F. et al. Mon. Not. R. Astron. Soc. 2010, 402(1), p. 21-34.

Plummer, H. C. Mon. Not. R. Astron. Soc. 1911, 71, p. 460-470.

Spergel, David N.; Steinhardt, Paul J. Phys. Rev. Lett. 2000, 84(17), p. 3760-3763.

Tulin, Sean; Yu, Hai-Bo. Phys. Rep. 2018, 730, p. 1-57.Tulin, Sean; Yu, Hai-Bo; Zurek, Kathryn M. Phys. Rev. D. 2013, 87(11), id. 115007.

Valli, Mauro; Yu, Hai-Bo. Nat. Astron. 2018, 2, p. 907-912.

量子コンピューターで解く無衝突ボルツマン方程式

東京大学大学院 理学系研究科 山崎 壮一郎

量子コンピューターで解く無衝突ボルツマン方程式

山崎 壮一郎 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

銀河、銀河団、宇宙の大規模構造などのシミュレーション手法の一つに、無衝突ボルツマン方程式の数値シミュレーションが挙げられる。無衝突ボルツマン方程式は 6 次元位相空間での方程式なので、古典コンピューターでは計算資源が足りず大規模な数値シミュレーションを行うことができない。この限界を超える手段として量子コンピューターを用いた数値シミュレーション (Todorova & Steijl 2020) が提案されたが、空間依存のある力を扱うことはできず、実用性が低かった。そこで、本研究では空間依存のある力に対しての無衝突ボルツマン方程式の数値シミュレーション量子アルゴリズムを新しく提案する。このアルゴリズムは、古典的な場合に比べて指数的に少ない空間計算量と改善された時間計算量で実行できる。Proof of Concept で古典コンピューターによるこの量子アルゴリズムのシミュレーションを計算可能な小さいケースで実行した結果、性能を評価するテスト問題の計算に成功した。将来的に十分な規模の量子コンピューターができた暁には、この量子アルゴリズムを用いて大規模な数値シミュレーションを行うことが可能になる。

1 Introduction

銀河、銀河団、宇宙の大規模構造などの代表的なシミュレーション手法として、N体シミュレーションと無衝突ボルツマン方程式の数値シミュレーションがある。N体シミュレーションは比較的計算量が少なく済むものの、人工的な2体緩和や物理量のショットノイズなど、表現精度の限界に問題がある。その一方、無衝突ボルツマン方程式は3×2次元位相空間上で定義された式であり、計算量が大きいという問題はあるものの、N体シミュレーションに存在していた表現精度の問題はない。これまでは計算量の問題からN体シミュレーションが採用されていたが、表現精度の問題から無衝突ボルツマン方程式に注目が集まってきている(Yoshikawa et al. 2013)。

無衝突ボルツマン方程式を古典的に扱おうとすると、1000⁶ の大きさの系でさえも1日かけて時間発展を100回も計算できない。このような中、量子コンピューターを用いて無衝突ボルツマン方程式の数値シミュレーションを行う方法 (Todorova & Steijl 2020) が提案された。これは reservoir method と呼ばれる移流方程式のシミュレーション法を量子アルゴリズムに落とし込んだものである。しかし、力は空間一様で時間変化のないもののみを仮定していたため、そのままでは天体物理学において重要な自己

重力系などの実用上興味深い計算はできなかった。

そこで本研究では、空間、時間依存性のある力も 扱うことのできる方法を提案する。さらに、新たに初 期条件の作り方や情報の取り出し方も提案する。ま た、妥当性について2つのテスト計算を通して考察 した。なお、現在の量子コンピューターはノイズが 多く規模が小さいため本アルゴリズムをまともに運 用することはできない。そのため、本研究ではアル ゴリズム開発を行なった。

2 Methods

ボルツマン方程式とは、位相空間内の密度分布関数 $f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)$ に対する方程式(\mathbf{F} は単位質量あたりに働く力)

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{x}} + \mathbf{F} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} = 衝突項 \tag{1}$$

で、無衝突のものは衝突項が0である。

2.1 reservoir method

3 次元に戻すことは容易なので、1 次元で考える。 まず、無衝突ボルツマン方程式を2 本の移流方程式 に分解する。

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v \frac{\partial f}{\partial x} = 0 \tag{2}$$

$$\frac{\partial f}{\partial t} + F \frac{\partial f}{\partial v} = 0 \tag{3}$$

これらを幅 Δt_n 、 Δx 、 Δv の 1 次精度風上差分法で離散化すると以下のようになる。 $(f_{k;j}^n = f(t_n, x_j, v_k), t_n = \sum_{i=0}^{n-1} \Delta t_i, x_j = j\Delta x, v_k = k\Delta v)$

$$f_{k;j}^{n+1} = f_{k;j}^{n} - v_k \frac{\Delta t_n}{\Delta x} \begin{cases} f_{k;j}^{n} - f_{k;j-1}^{n} & (v_k > 0) \\ f_{k;j+1}^{n} - f_{k;j}^{n} & (v_k < 0) \end{cases}$$
(4)

$$f_{k;j}^{n+1} = f_{k;j}^{n} - F_{j} \frac{\Delta t_{n}}{\Delta v} \begin{cases} f_{k;j}^{n} - f_{k-1;j}^{n} & (F_{j} > 0) \\ f_{k+1;j}^{n} - f_{k;j}^{n} & (F_{j} < 0) \end{cases}$$
(5)

一方 reservoir method では、 $f_{k;j}$ を毎回全て更新するのではなく、0 に初期化された CFL counter と呼ばれる変数 C_k, D_j に従って更新していく。

$$C_k = C_k + v_k \frac{\Delta t_n}{\Delta x} \tag{6}$$

$$D_j = D_j + F_j \frac{\Delta t_n}{\Delta v} \tag{7}$$

CFL counter は毎回このように更新していく。ただし、 Δt_n は CFL 条件を守るために毎回更新後の全ての $|C_k|, |D_j|$ が 1 以下になるように選び、 $C_k=\pm 1$ となるなら $f_{k;j}=f_{k;j+1}$ 、 $D_j=\pm 1$ となるなら $f_{k;j}=f_{k+1;j}$ と $f_{k;j}$ を更新した後、絶対値が 1 となった CFL counter は 0 にリセットする。このように $f_{k;j}$ と C_k , D_j を更新していくのが reservoir method である。

風上差分法などの数値シミュレーション法に存在する数値的な散逸が reservoir method にはなく、 $f_{k;j}$ 同士の計算をしなくて良いため量子計算と相性が良かったことから reserver method を採用した。

2.2 量子アルゴリズム

上記の reservoir method を量子アルゴリズムに埋め込むには、以下の3つの壁が存在する。

- 1. 初期状態の作り方(情報の持ち方)
- 2. $f_{k:j}$ の更新の量子アルゴリズムへの埋め込み
- 3. 量子情報の取り出し方 これらを分けて説明していく。

2.2.1 初期状態

位相空間を周期的境界条件で $2^{n_x} \times 2^{n_v}$ に分割した際、 $n_x + n_v + a$ qubits が必要になる。ただし、qubit というのは古典計算でいう bit にあたるものである。また、a は ancilla qubits の個数である。

$$|q_{x_0}, q_{x_1}, \cdots, q_{x_{n_x-1}}|q_{v_0}, q_{v_1}, \cdots, q_{v_{n_v-1}}|q_a|$$
 (8)

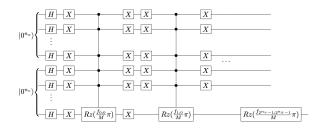
この量子状態に $f_{k;j}$ の情報を載せる方法を 2 つを紹介する。 $(f_{k;j}=f(x_j,v_k)$ において、 $x_j=j$ 、 速度上限を V、 $v_k=(2k+1)\frac{V}{2^{n_v}}-V$ とする。)

位框

M を $f_{k;j}$ の最大値以上の実数として、以下のように位相に情報を入れることができる。

$$\frac{1}{\sqrt{2}^{n_x+n_v}} \sum_{j=0}^{2^{n_x}-1} \sum_{k=0}^{2^{n_v}-1} \exp\left[i\frac{f_{k;j}}{M}\pi\right] |j\rangle \otimes |k\rangle \otimes |q_a\rangle$$
(9)

これは以下の量子回路で生成できる。

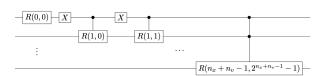


係数

M を $f_{k;j}$ の和として、以下のように係数の大きさに情報を入れることができる。

$$\left(\frac{1}{\sqrt{M}} \sum_{j=0}^{2^{n_x}-1} \sum_{k=0}^{2^{n_v}-1} \sqrt{f_{k;j}} |j\rangle \otimes |k\rangle\right) \otimes |q_a\rangle$$
(10)

これは以下の量子回路で生成できる。($f_l=f_{l\%2^{n_v};\lfloor l/2^{n_v}\rfloor}$)



$$- R(n,i) - = - Ry(2\lambda(n,i)) -$$

2022 年度 第 52 回 天文・天体物理若手夏の学校

$$\lambda(n,i) \coloneqq \arccos\left(\sqrt{\sum_{j=0}^{2^{n_x+n_v-n-1}-1} f_{j+i*2^{n_x+n_v-n}}} / \sum_{j=0}^{2^{n_x+n_v-n}-1} f_{j+i*2^{n_x+n_v-n}}\right)$$

2.2.2 $f_{k;j}$ の更新

 $\{t_i\}_{i=0.1...}$ を以下の集合のソート列で定義する。

$$\left\{ \frac{i}{v_k} \mid i = 0, 1, \dots, k = 0, \dots, 2^{n_v} - 1 \right\}$$
 (11)

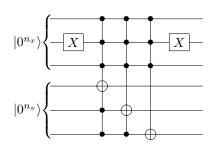
(すると、 t_i は $1/\min(|v_k|)$ の周期を持っている。) t_i は、 $|C_k|=1$ となるタイミングである。今回は t_i のみをタイムステップとして扱う。各タイムステップでは、速度方向、空間方向の順で移流を処理する。

速度方向の移流

 D_i をまずは更新する。

$$D_j = D_j + F_j \frac{\Delta t_n}{\Delta v} \tag{12}$$

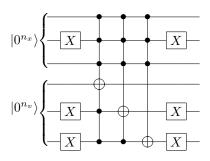
以下の量子回路では $n_x = n_v = 3, j = 5$ を例に 取る。 $D_j > 0$ のとき、



を $[D_i]$ 回行った後 D_i をリセットする。

$$D_j = D_j - \lfloor D_j \rfloor \tag{13}$$

 $D_i < 0$ のときは、



を $[D_i]$ 回行った後 D_i をリセットする。

$$D_j = D_j - \lceil D_j \rceil \tag{14}$$

空間方向の移流

 $t_n v_k \in \mathbb{Z}$ となる k に対し速度方向と同様な移流を1回行う。

2.2.3 情報の取り出し

位相

量子位相推定を用いて情報を取り出す。

係数

測定を繰り返し、各位相空間上の座標 (x_j, v_k) がどんな確率 $P_{k;j}$ で測定されるかを割り出す。 M を $f_{k;j}$ の和として、 $MP_{k;j}$ が $f_{k;j}$ である。

3 計算量

MCX ゲートの計算量は O(1)、d は考えている空間の次元、L は考えている領域の長さ、S は速度方向の移流が空間方向の移流 1 回あたり何回の更新を行うかの平均値とする。すると、速度方向の移流は 1 回あたり $O(L^d \log S)$ 、空間方向の移流は 1 回あたり $O((V/\Delta v)^{d-1})$ となる。タイムステップ数は 1 周期あたり $O((V/\Delta v)^2)$ なので、全部合わせて 1 周期あたり $O((V/\Delta v)^2(L^d \log S + (V/\Delta v)^{d-1}))$ となる。 1 周期の長さは $O(V/\Delta v)$ なので、時間計算量は O((時間 $)(V/\Delta v)(L^d \log S + (V/\Delta v)^{d-1}))$ となる。

空間計算量は、ancilla qubits を除くと n_x+n_v であり、ancilla qubits は $O(n_x+n_v)$ なので合わせて $O(n_x+n_v)$ となる。

4 検証

このアルゴリズムを qiskit を用いて実際に実装し、 それと同等な動きをする古典計算を用いてテスト計 算を行なった。その結果を示す。

4.1 移流の確認

 $F=0, n_x=n_v=6$ で、移流が正しく行われているかを調べた(図 1)。白が f=1 の領域で、黒がf=0 の領域である。厳密解では、f は時間が経つ

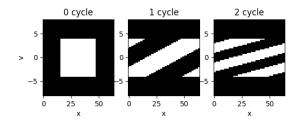


図 1: 移流の確認。左から、t=0, 1, 2 周期時点での 状態。白い塊が剪断以外の変形をせずに流れている。

につれて空間移流していき、剪断変形のみをしていくはずである。reservoir method はアルゴリズム自体が剪断以外の変形をしないはずであり、実際に剪断変形のみをするという結果が得られた。

4.2 自己重力系

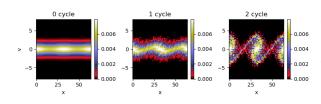


図 2: 自己重力系で $k/k_j=0.5$ とした際の様子

F として自己重力、 $n_x=n_v=6$ を考える。f の 初期条件としては、自己重力系の無衝突ボルツマン 方程式の定常解である Maxwell Boltzmann 分布に 微小変動を加えた分布

$$f(x,v) = \frac{\rho_{ref}}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp\left(-\frac{v^2}{2\sigma^2}\right) (1 + A\cos kx)$$
 (15)

を採用した。ただし、 $A=0.1, k=0.5k_j$ で、 $k_j=\frac{\sqrt{4\pi G \rho_{ref}}}{\sigma}$ である。この条件のもと、どのような移流が行われるかを調べた(図 2)。

式 (15) から、 $\delta(x,t)=\rho(x,t)-\rho_{ref}$ のフーリエ 級数 A_m の線形成長部分の成長率 γ の解析解を求めることができる (Binney & Tremaine 2008)。解析解 γ による時間発展と reservoir method の計算結果を同時に描いたのが図 3 である。

図3より、線形成長部分では解析解と同じ速度で成長をしており、正しく計算できていることが分かる。

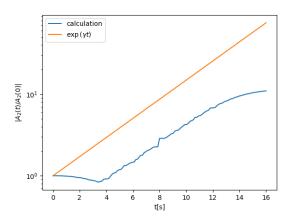


図 3: A2 の解析解と計算結果の比較

5 まとめ

無衝突ボルツマン方程式を古典コンピューターでシミュレートしようとすると、空間、時間計算量がO((系の規模 $)^{2d}($ 時間))ととてつもなく大きくなってしまい、大規模な演算は実質不可能という問題が存在していた。本研究では、量子コンピューターを用いることで時間計算量をO((系の規模 $)^{d+1}($ 時間))、空間計算量をO(log(系の規模))まで落とすことができることを示した。つまり、量子コンピューターを用いれば、無衝突ボルツマン方程式の大規模なシミュレーションを行える可能性がある。将来的に十分な性能を持った量子コンピューターが出現した際には、本研究で与えた量子アルゴリズムが新たなシミュレーション結果を導きだしてくれると考えられる。

Reference

- Blaga N. Todorova, René Steijl, 2020, Journal of Computational Physics, 409, 109347
- [2] Kohji Yoshikawa, Naoki Yoshida, Masayuki Umemura, 2013, The Astrophysical Journal, 762, 116
- [3] James Binney, Scott Tremaine, 2008, Galactic Dynamics (2nd ed.; Princeton, NJ: Princeton Univ. Press)

銀河の乱流磁場に関するパワースペクトル解析

熊本大学大学院 自然科学教育部 三城 洋平

銀河の乱流磁場に関するパワースペクトル解析

三城 洋平 (熊本大学大学院自然科学教育部)

Abstract

普遍的に身の回りに存在している磁場は実は宇宙の進化や銀河構造を知るための重要なファクタである。磁場が宇宙構成の要因となるガスの流れを引き起こし、それが銀河形成に影響し、果ては銀河進化に結びついたと考えられるからである。

ある天体からのシンクロトロン放射のファラデー回転を観測することによって、天体に付随する磁場についての視線合計量を得ることができる。ファラデー回転は放射の偏波角が視線に並行な磁場によって回転する現象である。さらに観測量である偏波強度を逆フーリエ変換し、Rotation Measure(RM) 空間における偏波強度分布 (FDF) を解析する、ファラデートモグラフィーと呼ばれる手法を用いて磁場の 3 次元空間分布を調べることができる。RM とは、視線に並行な磁場や熱的電子分布の視線方向積分を与える物理量である。FDF は視線方向の磁場や偏波源の情報を持っている。

FDFには磁場や偏波源、ガスなどの物理的な情報が複雑に入り込み、FDFからそれらの情報を抽出することは難しい。そこで RM の分散やパワースペクトルなどの統計量を計算し、その結果から何を引き出せるのかが私の研究の主軸である。本研究では、乱流磁場、一様なガス密度、一様な偏波放射を持つシンプルな銀河モデルを仮定し、解析的に FDF を計算する。そこから RM の分散や FDF のパワースペクトル、FDFのモーメントなどの統計量を計算して、物理的な情報が FDFから引き出せないシミュレートする。先行研究では、空間を有限の大きさを持つセルに分ける離散的なモデルが使われたが、今回は連続的なモデルを使って数値シミュレーションを行う。

1 Introduction

磁場は宇宙の様々な天体に普遍的に存在し、自然界の4つの基本力の1つとして銀河形成などの天体現象の解明に重要な要因である。宇宙磁場の空間構造を知ることにより、天体に付随する磁場が天体現象にどのような役割を果たしているかを知ることができる。この情報を引き出す量としてFaraday Dispersion Function (FDF) がある。これは

FDF を求めるために、ファラデートモグラフィー (M. A. Brentjens & A. G. de Bruyn 2005) と呼ばれる手法が採用されている。M. A. Brentjens & A. G. de Bruyn (2005) 具体的には観測量の直線偏波強度

$$P(\lambda^2) = \int_{-\infty}^{\infty} F(\phi) e^{2i\phi\lambda^2} d\phi \tag{1}$$

を逆フーリエ変換することにより FDF

$$F(\phi) = \int_{-\infty}^{\infty} P(\lambda^2) e^{-2i\phi\lambda^2} d\lambda^2 \tag{2}$$

を構築する手法である。ここで ϕ は、視線に並行な 磁場 B_{\parallel} , それに付随する熱的電子密度 n_e を用いて次 のように定義される。

$$\phi(x) = K \int_0^x n_e(x') B_{\parallel}(x') dx'$$
 (3)

でき ここで係数 K は $e^3/(2\pi m_e c^4)$ であり、それぞれ e は 素電荷、 m_e は電子質量、c は光の速さである。 ϕ は 視線に並行な磁場とそれに沿った熱的電子密度の積 イ 分であり、FDF は ϕ 空間上での偏波強度なので FDF がらそれらの物理量の情報を引き出すことができる。 G. 視線に並行な磁場の向きに反転がなければ ϕ は単純度 に物理的距離 x と 1 対 1 対応する。しかし現実に、天の川銀河を始めとするような様々な銀河の磁場に (1) は銀河スケールの向きが揃った大局的な磁場に加え、星スケールでの乱流成分が存在し (それらは観測から 典型的に数 μG 程度の強さである) ϕ の解釈を複雑な ものにする。従って $F(\phi)$ から磁場の空間的な情報を そのまま抽出することは困難である。これがファラ

デートモグラフィーの課題の一つであり、我々がパワースペクトルや分散などの統計的な量を計算する モチベーションとなっている。

先行研究 (Ideguchi et al. 2017) では、乱流磁場の存在する領域を離散的な最小の計算 box に分け、その中で乱流磁場の向きは揃っていると仮定している。モデルとしてはシンプルな face-on 銀河モデル (シンクロトロン放射の強度やガス密度は一様で、視線に並行かつ一様な coherent 磁場成分や乱流磁場) を考え、数値的&解析的に Faraday depth, FDF を計算している。解析的には視線の数をたくさんの視線を考慮することで、中心極限定理により n 番目のレイヤーでは FDF への貢献がガウシアン

$$P_n(\phi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi n\sigma}} e^{-\frac{-(\phi - n\mu)^2}{2n\sigma^2}} \tag{4}$$

に従い、FDF は奥行き方向でガウシアンを重ね合わせていくことによって説明できる。

$$F(\phi) \propto \sum_{n} P(\phi)$$
 (5)

また、この先行研究では FDF の形状を特徴づけるパラメータ (width、skewness、kurtosis) が視線方向に一様な磁場、乱流のコヒーレンス長、乱流磁場の大きさから決まり、観測から得た FDF からそれらのパラメータを用いて逆にそれらの物理量を求められることが期待されている。

本研究では連続的なモデル、即ち視線方向の box の数 $\gg 1$ で考えている。乱流磁場のみ、一様磁場と乱流磁場がある時のそれぞれ ϕ の分散や FDF のモーメント、自己相関などを数値的に計算し、それぞれの統計的性質を調べ、離散的な計算結果と比較する。

2 Methods

2.1 Derivation

一般的に統計的性質を裏付ける量として、確率変数xに対しn次モーメントが次のように定義される。

$$\langle x^n \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} x^n P(x) dx$$
 (6)

例えばxの確率密度関数P(x)がガウシアンであれば、< x > は平均を、 $< x^2 >$ は分散を示す。

まず、 $B_{||}=B_{rand}$ の時を考える。さらに、視線方向に熱的電子分布が一様とすると(3) は次のように書き直される。

$$\phi(x) = K' \int_0^x B_{rand}(x') dx' \tag{7}$$

ここで、 $K' = Kn_e$. さらに磁場のフーリエ変換は

$$B(x) = \int_{-\infty}^{\infty} dk e^{ikz} B(k) \tag{8}$$

従って、 $\phi(x)$ の分散は次のようになる。

$$<\phi(x)^{2}> = K'^{2} \int_{-\infty}^{\infty} dk \frac{4P(k)}{k^{2}} sin^{2} \frac{kx}{2}$$
 (9)

ここで、物理的に意味を持つ k の最小単位 dk は $0.001pc^{-1}$ としている。また、P(k) は乱流磁場に対するパワースペクトル

$$\langle B_{rand}(k)B_{rand}(k')\rangle = P(k)\delta(k-k')$$
 (10)

である。しかしkの最大値は乱流磁場のコヒーレンス長、最小値は銀河の大局的なスケールから決まり、物理的に $-\infty < k < \infty$ は取り得ない。xのある値で分散の解析解とのずれが生じるはずである。ずれが生じ始めるxが銀河の視線方向奥行きの最大スケールを表す。さらに、FDF はxにおける偏波強度F(x)を用いて、

$$F(\Phi) = \int_0^{L_{SH}} dx F(x) \delta(\Phi - \phi(x)) \qquad (11)$$

と書けるので、そのアンサンブル平均は

$$\langle F(\Phi) \rangle = \frac{1}{2\pi} \int_0^{L_{SH}} dx F(x) \sqrt{\frac{2\pi}{\langle \phi^2(x) \rangle}} e^{-\frac{\Phi^2}{2\langle \phi^2(x) \rangle}}$$
(12)

となる。

次に、 $B_{||}=B_{coh}+B_{rand}$ とすると、まずランダムな成分以外が残ることから $<\phi(x)>$ が0でない。さらに $<\phi^2(x)>$ は B_{coh} が定数であることから、結局乱流成分のみの時と同じで(7)になる。さらにFDFのアンサンブル平均は

$$< F(\Phi) > = \frac{1}{2\pi} \int_0^{L_{SH}} dx F(x) \sqrt{\frac{2\pi}{<\phi^2(x)>}} e^{-\frac{(\Phi - <\phi(x)>)^2}{2<\phi^2(x)>}}$$
(13)

2022 年度 第 52 回 天文・天体物理若手夏の学校

と導かれる。

これらの量を数値的に計算し、離散的なモデルと 比較することによって銀河内乱流磁場が存在する際 の FDF の統計的な性質を探る。

2.2 Model

本研究では、先行研究 (Ideguchi et al. 2017) と同じ条件下で実施する。このモデルではパラメータは以下のようになる。また、(7) の被積分関数を見ると、

表 1: モデルパラメータ

	24. 27.71. 77. 7	
記号	物理的意味	値
B_{rand}	$B_{ }$ のランダムな成分	$15/\sqrt{3}\mu G$
B_{coh}	$B_{ }$ のコヒーレントな成分	$0-5\mu G$
n_e	熱的電子密度	$0.02cm^{-3}$
L_{SH}	scale hieght	1.0kpc
L_{cell}	乱流磁場のコヒーレンス長	10pc

k がある程度大きくなると分母の k^2 によって積分への寄与が小さくなる。従って k の最大値は 100 で固定し、k の最小値は $0.001 \sim 1.0$ で変化させる。ここで P(k)=1.0 即ち、ホワイトノイズを仮定して計算している。離散的なモデルでは、一つのセルの大きさを $L_{cell}=10$ pc としている。これは乱流磁場のコヒーレンス長に対応する。さらに、簡単のために視線に対して垂直な方向の磁場が観測している全域で一定であり、銀河の全域において F(x)=1.0[Jy/m] と仮定している。

3 Results

図1は ϕ の分散である。解析解は

$$<\phi^2(x)> = 2\pi K'^2 x$$
 (14)

である。図 1 で解析解と数値解を見比べると、大体 $x\sim 1/k_{min}$ のオーダーで直線的な振る舞いからずれ 始めていることがわかる。即ち、大域的な銀河の視線方向のスケールが $L_{SH}=1.0{\rm kpc}$ ならば、下限は $k_{min}\sim 0.001 pc^{-1}$ ということになる。

図 2 は、異なる x について $\phi(x)$ の相互相関をプロットしている。横軸、縦軸は位置、カラーバーは

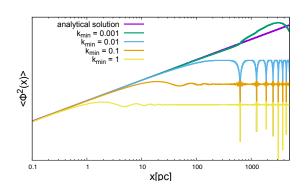


図 1: 紫線が $<\phi^2>$ の解析解、緑〜黄色がそれぞれ $k_{min}=0.001\sim1$ の数値解を両対数グラフとしてプロットしたものである

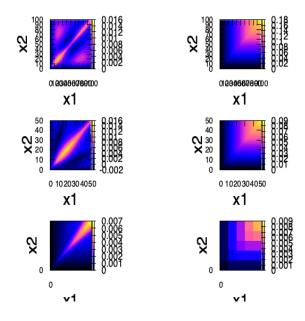


図 2: φに関する相互相関

 $<\phi(x)\phi(x')>$ である。また、k の積分範囲は $0.1\sim100$ としている。0< z<10 で数値解が解析解に最も近づいていることが、視覚的にわかる。

図 3 の紫線は求めた $<\phi^2>$ から (10) に適用して得られた平均の FDF のプロットである。また、緑線は離散的な場合の FDF の平均である。どちらのグラフも中心が 0 で、尖度の高いガウシアンである。違いは大きさのみに見られる。

図 4 は、 $B_{coh}=0\sim5$ でそれぞれプロットしたものである。 B_{coh} が大きいほど、即ち一様な磁場成分

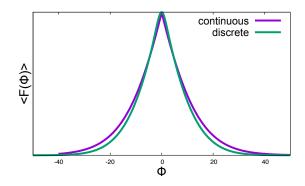


図 3: 乱流磁場のみの FDF の平均のプロット

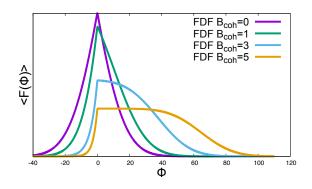


図 4: 連続的なモデルにおける乱流磁場+一様磁場の FDF の平均のプロット

が大きくなるほど平均として FDF は ϕ 空間上で広がった構造を持つことがわかる。

4 Discussion

図 3 より、パワースペクトルが一定でなおかつ磁場に乱流成分しかない場合の FDF は、連続的なモデルでも統計的にはガウシアンのように振る舞うことがわかった。大きさの違いとしては、離散場の計算では (4) 式の係数部が n=1 から足し合わされるのに対し、連続場の計算では (12) 式の根号の中の $<\phi^2>$ がとても小さい値から積分に貢献していくため、全体の大きさとしての違いが見られると考えられる。図 4 より、一様磁場が入っている時はガウシアンよりも裾が広がった構造を持ち、さらに B_{coh} が大きくなるほど幅が広がっていて、離散的な計算とほぼ同じである。図 5 はこの場合の離散的な計算結果をプロットしたものである。やはり一様な磁場を考慮しても

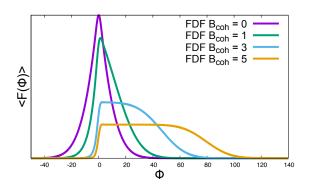


図 5: 離散的なモデルにおける乱流磁場+一様磁場の FDF の平均のプロット

FDF は同じような形状になる。逆にいえば離散的なモデルからも、より現実的である連続な FDF の構造を統計的に調べることができる。

また、先行研究 (Ideguchi et al. 2017) によると乱流の特徴的スケールよりも 100 倍以上の大きさのスケールを観測することで、乱流磁場の realization の違いに関わらず FDF が収束することがわかっている。この時、中心極限定理により FDF は複数のガウシアンの和に比例する。

$$F(\phi) \propto \sum_{n=1}^{N_{\parallel}} \frac{1}{\sqrt{2\pi n < \phi^2 >}} e^{-\frac{(\phi - n < \phi >)^2}{2n < \phi^2 >}}$$
 (15)

今回の研究で連続的なモデルに拡張してもその性質は変化せず、単に和が積分になることが確認できた。今後の課題としては、コルモゴロフ乱流などのようにパワースペクトルがkの冪乗に依存するような乱流磁場を考える際に、FDFがどのような振る舞いをするのか、また n_e やF(x)が視線方向に空間変化するような複雑な状況ではFDFをいかに構築するのか、構築したFDFからskewnessやkurtosis、パワースペクトルなどを計算し、いかに物理的情報を抽出していくかが今後の課題である。

Reference

Ideguchi et al, 2014, APJ, 792 51

M. A. Brentjens & A. G. de Bruyn, A&A 441 1217
Ideguchi et al. 2017, APJ, 843 146

銀河相互作用における星形成率の時間変化

京都大学大学院 理学研究科 井上 真

銀河相互作用における星形成率の時間変化

井上 真 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

銀河相互作用は銀河の形態や星形成活動に大きな影響を与えるため、銀河の形成・進化において重要な現象である。特に銀河相互作用の時間発展に伴って、SFR がどのように変化するかを理解することは、銀河相互作用が銀河進化に与える影響を詳細に理解するために重要である。そこで本講演では観測として Pan et al. (2019)、シミュレーションとして Di Matteo et al. (2007)の二つの論文のレビューを行い、銀河相互作用における SFR の時間変化について概観した。Pan et al. (2019)では、相互作用を接近から衝突までの段階に分けて SFR の空間分布が調べられた。彼らは相互作用の段階の中でも近銀点での衝突時と最終的に合体した段階で星形成が強く促進され、最初は銀河中心部で促進されていた星形成活動が時間と共に外側へ広がっていくという結果を得た。Di Matteo et al. (2007)によるシミュレーションでは、衝突する二つの銀河の回転方向が、スターバースト銀河へ成長するか否かを決める要因の一つであることを示唆する結果が得られた。

1 Introduction

銀河の形成・進化は天文学における重要な問題の一つである。銀河進化とは基本的には星形成によって銀河が質量を増加させる過程のことであり、星形成率(SFR)はその活動性を示す重要な物理量である。

銀河同士の相互作用は銀河進化に大きな影響を与える現象の一つと考えられる。銀河が相互作用を経験すると潮汐力によって形態が乱れ、ガスが銀河中心部へ流入したり、圧縮されてガス密度が増加したりすることで、星形成が促進されると考えられる。実際、U/LIRG に代表されるスターバースト銀河には相互作用銀河が多いことが知られている(Sanders & Mirabel 1996)。また近傍(0.2 < z < 0.8)のCosmic SFRD(星形成率密度)の最大 30%程度が相互作用銀河による星形成であることも示唆されている(Jogee et al. 2009)。このように銀河形成・銀河進化を理解する上で、銀河同士の相互作用は非常に重要である。

銀河衝突のシミュレーションから、形態の時間変 化がわかってきた。図1にシミュレーションによる 結果を示す。近づいてくる段階では形態変化は見ら れないが、衝突すると形態変化が始まる。最初は速 度差が大きく、何度か近づいたり離れたりしながら 最終的に合体する。最初に衝突してから最終的に合 体するまでの間には、基本的に潮汐構造が現れる。

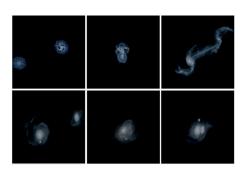


図 1: 数値計算による形態変化。時間発展は左上から 右下方向。Moreno et al. (2019) の結果を改変。

この形態変化に伴い、星形成率とその空間分布が どのように時間変化するのかを研究することは、銀 河相互作用による詳細な星形成促進メカニズムや、ス ターバースト銀河へと成長する原因への理解につな がることが期待されるため重要である。

観測として Pan et al., 2019, ApJ, 881, 119、シミュレーションとして Di Matteo et al. 2007, A&A, 468, 61 の二つの論文をレビューし、現在分かっている相互作用と星形成の関係を概観する。

2 観測: Pan et al. (2019)

SDSS-IV MaNGA (Mapping Nearby Galaxies at Apache Point Observatory; Blanton et al. 2017) $\mathcal O$

面分光データを用いて、合体段階ごとの星形成率と その空間分布を調査した論文である。

2.1 SDSS MaNGA

MaNGA は近傍 $(z \sim 0.03)$ の約 10,000 銀河を対象とした面分光サーベイである。観測候補天体のサンプルは、銀河の質量 $(M^* > 10^9 M_{\odot})$ 、環境、色の分布が均等になるように構成されている。SDSS data release 15 (Aguado et al. 2019) で 4691/10000 天体が観測済みであり、この研究ではこの 4691 天体を用いることでバイアスの少ないサンプルを得る。

2.2 星質量と SFR

それぞれのファイバーにおけるスペクトルを stellar population model でフィットし空間分解された物理量を求める。スペクトルの連続光成分から星質量、 $H\alpha$ 輝線から SFR を得る。 $\log(sSFR/yr^{-1}) > -11$ の星形成銀河の相互作用を対象とする。

2.3 合体段階と サンプルセレクション

4691 天体のうち、速度差が 500 km s $^{-1}$ 以下、中心間距離が 71.4 kpc 以下、質量比が 1:10 以下のペアを持つ銀河を相互作用銀河とする。速度差に制限をつけることで、視線方向に重なって見えるが重力的に無関係の銀河を除外できる。また SDSS gri composit 画像を用いた visual inspection で、見かけの距離が小さく二つに分離できないものも相互作用銀河に含める。これらについて、visual inspection によって合体段階を次のように定義し SFR やその空間分布の変化を見る。(図 2)

- Stage 1: 十分に離れていて、潮汐構造や歪んだ 形態を持たない。近づき始める段階に相当。
- Stage 2: 距離が近く tail や bridge などの強い潮 汐構造を持つ。最初の衝突段階に相当。
- Stage 3: 十分に離れているが、弱い潮汐構造を 持つ。衝突後に再び離れた段階に相当。
- Stage 4(2): 二つの銀河が重なり、強い潮汐構造 や歪んだ形態を持つ。合体直前に相当。
- Stage 4(1): 銀河は一つだが、明らかな潮汐構造 を持つ。合体直後に相当。

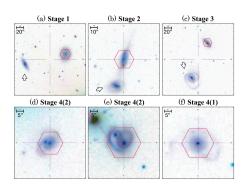


図 2: 合体段階とその形態。六角形は面分光の視野で、 六角形に囲まれた銀河は、選出された相互作用銀河。 矢印は、相互作用の相手の銀河。Pan et al. (2019)。

その結果 S1(今後 Stage 1 などを S1 などと表す)に 38 天体、S2 に 24 天体、S3 に 58 天体、S4(2) に 13 天体、S4(1) に 85 天体が得られた。一方で、相互作用していない銀河のうち、選出した相互作用銀河の z, M^* ,有効半径 Re と同程度の値を持つ銀河を、比較対象のサンプル(以下 control と呼ぶ)とした。

2.4 Pan et al. 2019 の結果

図3に銀河全体のSFRの分布を合体段階ごとに示す。縦軸は control に対する SFR の比を \log で表したもの、横軸は合体段階である。相互作用銀河全体 (p/m) の SFR の中央値は control と比べて大きく、相互作用により星形成が促進される傾向がある。合体段階で分けると、形態変化のない S1 では control と差はないが、衝突初期 (S2) で星形成が促進され始める。そして合体直後 S4(1) で星形成が最も促進される。ただしこの場合でも中央値は control の 2.5 倍程度とそれほど大きくはないことに注意が必要である。

次に星形成の空間分布を見る。図4左は相互作用銀河の平均的な比星形成率 (sSFR) の空間分布を示す。横軸は銀河中心からの距離、縦軸は sSFR の control との比。中心をピークに銀河全体で星形成が促進されている。図4右は合体段階で分けたものを示す。S1では星形成の促進は見られない。S2になると中心促進・外側抑制の傾きが急なプロファイルとなる。その後段階が進むにつれ星形成が外側へ広がっていき、最終的に合体後 S4(1) で星形成が最も活発になる。

最初の衝突ではガスが中心に流入して星形成が活

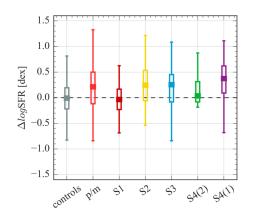


図 3: 合体段階ごとの銀河全体の SFR の比の分布。 p/m は相互作用銀河全て。Pan et al. (2019)。

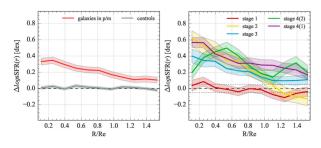


図 4: 銀河中心からの距離に対する sSFR の分布。横軸は中心からの距離。縦軸は sSFR の比。Pan et al. (2019)。

発になり、その後相互作用する相手の銀河からのガス降着や、渦状腕の巻きが緩くなりガスが中心部から外側へ広がる、外側でも十分にガス密度が高くなり星形成が行われるようになることで、星形成が中心から外側へ広がっていくと考えられる。

3 シミュレーション:Di Matteo et al. (2007)

銀河の種族・衝突軌道・銀河円盤の回転方向を変えて行った相互作用銀河のシミュレーションである。

3.1 シミュレーションの設定

銀河種族の違いを考慮するために、Hubble sequence に沿って E0, Sa, Sb, Sd の 4 種類の銀河を 用意する。E0 銀河にはガスが存在せず、Sa, Sb, Sd の順にガスの量が多くなる。衝突の軌道は近銀点で

の銀河間距離3種類、軌道の形状4種類の合計12用意する。さらに衝突する二つの銀河の銀河円盤の回転方向が、順回転の場合と逆回転の場合の2通りを考慮する。簡単のために軌道平面と銀河円盤面が平行な合体のみを扱う。ガスが存在しないE0銀河同士の相互作用については解析に含めない。

3.2 Di Matteo et al. 2007 の結果

図5に二つのSb銀河合体におけるSFRの時間変化を示す。横軸は時間、縦軸は相互作用しない場合に対するSFRの比である。左図が順回転、右図が逆回転の結果。青と赤の矢印はそれぞれ、近銀点での最初の衝突と最終的に合体した時刻を示す。二つの矢印が示す段階で特に星形成が促進される。また逆回転の場合の方がSFRのピークの値が大きい。

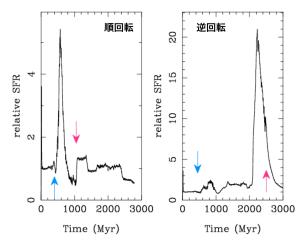


図 5: SFR の時間変化の例。縦軸は相互作用しない場合に対する SFR の比。左図は順回転、右図は逆回転。Di Matteo et al. (2007) より。

図6に軌道・銀河種族・円盤回転の方向がSFRのピーク値に与える影響を示す。横軸は12種類の衝突軌道、3つの段は銀河種族の組み合わせの違いを表す。(E0とSaをEary type、SbとSdをLate typeとして、上段から順にE+E、E+L、L+L。)逆回転(ret)、順回転(dir)の違いを色で表す。白抜きはflybyに相当するため、今回は無視する。この図では軌道を固定した場合、逆回転の合体の方が順回転よりもSFRのピーク値が大きい傾向を示す。平均すると逆回転では相互作用をしない場合の9倍、順回転では

5倍となり、スターバースト銀河に成長するかどうかを分ける大きな要素の一つとなると考えられる。逆回転の場合には最初の衝突時の速度差が小さく、形態がそこまで大きく変化しないため、ガスが移動せずに保持され、そのガスが最終的に合体する際に一気に星形成に使われるからであると考えられる。一方衝突する銀河種族の組み合わせや衝突軌道によっても SFR のピークは変わるが、回転方向のようにスターバースト銀河になるかどうかを決めるほどの大きな差は生まない。

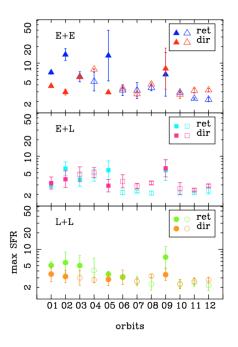


図 6: SFR の最大値と軌道、回転方向の関係。Di Matteo et al. (2007) より。

4 観測・シミュレーションの比較

ここでは、紹介した二つの論文を比較する。図 7 は左に Di Matteo et al. (2007) の SFR の時間変化の結果を、右に Pan et al. (2019) の合体段階ごとの SFR を示したものである。左図に合体段階とそのタイムスケールを書き込んでいる。

どちらも銀河が衝突すると星形成が促進され始め、 最終的に合体する際に残ったガスが一気に消費され 星形成が強く促進されるという傾向を示す。またそ の間の潮汐構造が現れている段階にもある程度星形 成が促進されている。一方シミュレーションでは合体時に鋭いピークが見られるが、観測 S4(1) は他の合体段階と比べ顕著な差はない。これはさまざまな合体の平均であること、観測で定めた stage のタイムスケールに幅があるためであると考えられる。

今回得られた大まかな星形成促進の傾向は、観測ではサンプル数が少なくばらつきが多いものの、ある程度一般的な傾向であると考えられる。しかしシミュレーションで重要性が示唆された銀河の回転方向は常に観測で得られるわけではないことなど、観測的に衝突軌道の初期条件を得ることは困難である。従って銀河相互作用をより深く理解するためには、観測とシミュレーションでの研究を相補的に進めていくことが重要である。

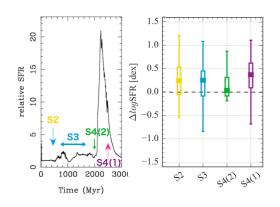


図 7: シミュレーションと観測との比較。左図は Di Matteo et al., (2007) による SFR の時間変化、右図は Pan et al., (2019) による合体段階ごとの SFR。

Reference

Aguado et al., 2019, ApJS, 240, 23
Blanton et al., 2017, AJ, 154, 28
Di Matteo et al., 2007, A&A, 468, 61
Jogee et al., 2009, ApJ, 697, 1971
Mihos & Hernquiest 1994, ApJ, 437, 611
Moreno et al., 2019, MNRAS, 485, 1320
Pan et al., 2019, ApJ, 881, 119
Sanders & Mirabel, 1996, ARAA, 34, 749

数値シミュレーションで迫る銀河中心コアの進化とそ の起源

筑波大学大学院 宇宙物理理論研究室 仲野 友将

数値シミュレーションで迫る銀河中心コアの進化とその起源

仲野 友将 (筑波大学大学院 宇宙物理理論研究室)

Abstract

天の川銀河の中心において超大質量ブラックホール (SMBH) が観測されたように、多くの銀河の中心には SMBH が存在すると考えられている。こういった SMBH のポテンシャルのみを考えたとき、緩和したその 周りの星の数密度は $\rho \sim r^{-7/4}$ に従うことが知られている。しかし、天の川銀河の観測から、中心における 晩期型星の数密度は平坦なコアを形成していることが示された。このことから、天の川銀河中心が緩和過程 の途中にあることが予想できるが、星の多体系として見たときに、宇宙年齢以内で観測に矛盾しないコアを 作れるか、また緩和モデルとして説明できるかなどといったことは不明である。本講演では、このような銀河中心コアの進化を数値シミュレーションによって説明した、Merritt. (2010) のレビューを行う。この論文では、初期条件として与えたコアを、軌道平均した Fokker-Planck 方程式によって $10~{\rm Gyr}(\sim {\rm Fin})$ 以上の長時間にわたり計算をしている。その結果、初期コアは $10~{\rm Gyr}$ ほど、つまり宇宙年齢程度の時間が経過してもコアを持ち続けることが示された。また、進化させてからおよそ $20~{\rm Gyr}$ 後には、数密度 $\rho \sim r^{-7/4}$ 、つまり SMBH のポテンシャルのみの場合と同じ分布に漸近することが示された。最後に、銀河中心コアの進化に関連して、近年観測された赤方偏移 $z\approx 2~{\rm con}$ 大質量銀河同士の多重合体過程についても議論する。

1 Introduction

天の川銀河中心で超大質量ブラックホール (SMBH) が観測されたように、一般的に銀河中心には SMBH が存在するとされている。その質量は一般に太陽質量の 10^6 から 10^{10} 倍もあり、付近の星とともに銀河中心の進化に影響を及ぼすと考えられる。天の川銀河にも $4\times10^6\odot$ (\odot は太陽質量)ほどの SMBH が推定されており、付近の星々とともに進化をしてきたであろうことが予想される。

しかし、天の川銀河に限らず、銀河の進化過程についてはまだ知られていないことが多い。銀河中心の SMBH およびその周りの星々の力学的な進化の歴史をたどるうえで重要な示唆を与えるのが、晩期型星(古い星)の密度分布である。

そこでまず、天の川銀河中心における晩期型星の観測から得た密度分布を、図1に示す。ここで白抜きの丸は Buchholz et al. (2009)、黒丸は Schödel et al. (2007)の観測結果である。この観測から、天の川銀河中心における星の表面密度はほぼ一定で、コアを持つことが分かった。しかし、SMBH の質点ポテンシャルのみを考えたとき、その近傍の緩和した星々の数密度は、Bahcall & Wolf (1976) によると、

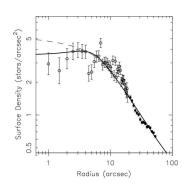


図 1: 天の川銀河中心における晩期型星の数密度

 $ho \sim r^{-7/4}$ というべき乗則に従うことが知られている。つまり、この場合、数密度は中心に向かって増加し続ける。このようなことから、SMBHの重力の影響が大きいと思われる、現在の天の川銀河中心領域で平坦なコアを持つということは、天の川銀河中心は緩和の途中にあることを示唆していると考えることができる。しかし、観測されたコアを緩和過程として説明するためには、それが宇宙年齢以内に実現されなければならない。

そこで、銀河中心の SMBH とその周りの星々の力

学的な進化を、星同士の重力を考慮して計算し、宇宙年齢以内に観測されたようなコアを作ることを確認したのが、Merritt (2010) である。

2 Methods

2.1 緩和時間と衝突系

銀河中心の力学的な進化は、主に星同士の二体散乱によっておこると考えることができる。二体散乱によって、星はエネルギーおよび角運動量を交換しながら軌道を変え、安定な力学的平衡状態へと緩和する。このタイムスケールのことを緩和時間と呼び、考えたいタイムスケール(今回は宇宙年齢程度)よりも緩和時間が長いなら無衝突系として、短いなら衝突系として扱わなければならない。

Spitzar(1987) で定義された緩和時間の表式

$$T_r = 1.2 \times 10^9 \frac{(\sigma \,[\text{km/s}])^3}{\rho [M_{\odot}/\text{pc}^3](m/M_{\odot})(\ln\Lambda/15)} \,\text{yr}$$
 (1)

を用いて計算すると(ここでは $\ln\Lambda=15$ とする)、次の図 2 を得ることができる。この図の $0.1\sim1.0~{
m pc}$

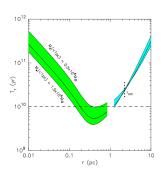


図 2: 天の川銀河中心の緩和時間

付近を見ると、緩和時間が 10 Gyr 程度かそれ以下になっていることが分かる。つまり、この領域では星の二体散乱が効いてくるため、衝突系として扱う必要がある。このときに、星の分布関数 f が従う基礎方程式は

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \boldsymbol{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{r}} + \dot{\boldsymbol{v}} \cdot \frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{v}} = \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{c} \tag{2}$$

であり、衝突項を含むボルツマン方程式と呼ばれる (右辺が衝突項)。

2.2 初期コアの設定

初期のコアがどのように作られるかについては任意性があるが、そのうちの一つとして、SMBH連星によって星を放出し、中心密度を下げるモデルが考えられる。実際にどのようなコアが作られるかについては知られていないが、ここでは

$$E \le E_c$$
または $J^2 \le J_b^2 = 2r_b^2(E - E_b)$ で $f(E, J) = 0$ (3)

という仮定の下、初期コアを設定する。ここで E_c は半径 r_b で円運動をする星のエネルギー、 E_b は半径 r_b における星のエネルギーである。これをもとに密度をプロットしたのが図 3 である。上の曲線から、 $r_b=0.02,0.05,0.1,0.2,0.5$ pc に対応している。以下、 $r_b=0.1$ pc の時間発展を計算することを考えていく。

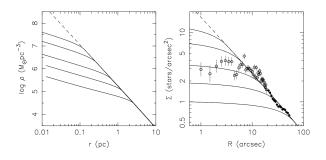


図 3: 初期コアの密度(左図)と表面密度(右図)

2.3 フォッカー・プランク方程式

衝突系を考える必要があると述べたが、一般に、衝突項がある場合のボルツマン方程式の表式を求めることは困難である。しかし、すべての二体衝突が $b_{90} \ll b$ (b はインパクトパラメーターで、 b_{90} は90度散乱を起こすインパクトパラメーター)で起こる、つまり大角度の散乱がほとんど起きないとすれば、フォッカー・プランク近似

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_c = -\frac{\partial}{\partial v_i} (f\langle \Delta v_i \rangle) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial v_i \partial v_j} (f\langle \Delta v_i \Delta v_j \rangle)$$
(4)

を用いることができる($\langle \Delta v_i \rangle$ および $\langle \Delta v_i \Delta v_j \rangle$ は、二体衝突による速度変化から得られる期待値)。これをフォッカー・プランク方程式と呼ぶ。

さらに、緩和時間が考えている系の軌道周期に比べて十分長く、その一周期中の二体散乱による分布関数の変化を無視、つまり定常を仮定できるとする。この場合、ジーンズの定理より、分布関数は、エネルギーおよびその他の運動の積分 I_2 ,... を用いて、 $f(E,I_2,...)$ とかくことができる。

 $(E,I_2,...)$ を満たす軌道が満たす領域は、軌道の短軸を内径、長軸を外径とした球殻になる。この領域で (4) 式を積分し、平均した式を、軌道平均したフォッカー・プランク方程式と呼ぶ。二体衝突によるエネルギーの交換が、角運動量の交換よりも十分ゆっくり進むとすると、角運動量の散乱のみを考えたあと、エネルギーの散乱のみを考えて時間発展する近似が使える(Frank & Rees 1976)。ここでは詳しい導出および表式は割愛するが、 $R=J^2/J_c^2$ (J_c^2 はエネルギーE で円運動する時の角運動量)とすると、軌道平均したフォッカー・プランク方程式は

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial R} \left(D_R f + D_{RR} \frac{\partial f}{\partial t} \right) \tag{5}$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial E} \left(D_E f + D_{EE} \frac{\partial f}{\partial t} \right) \tag{6}$$

のように書き直すことができる。ここで、衝突径数 D_R , D_{RR} , D_E , D_{EE} は二体衝突による速度変化の期待値から求めることができ、Cohn (1979), Cohn(1980) で導出がされている。以下、(5), (6) 式を用いて分布関数の時間発展を計算する。

3 Results

3.1 初期コアの角運動量散乱による時間発 展

(5) 式によって、初期コアとして仮定した $r_b=0.1$ pc のコアの角運動量散乱による時間発展を描いたのが、図 4 である。

左図が星の個数密度、右図が星の表面密度の図である。細い線から順に、 $(0,0.1,0.2,0.5,1,2,5)\times 10^9$ yr に対応していて、時間発展とともに中心付近の密

度が大きくなっているのが分かる。これは、二体衝突による角運動量散乱によって角運動量の小さい星が作られることで、中心付近を通る星が増加しているためであると解釈することができる。

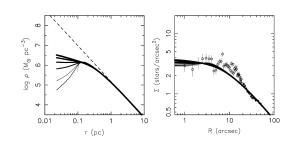


図 4: 角運動量散乱による空間及び表面密度の時間 発展

次に速度分散の時間発展を示したのが、図5である。同様に、細い線から順に、(0,0.1,0.5,5)×10⁹ 以下に対応していて、ダッシュ線が接線方向、実線が動径方向の速度分散を表している。時間経過とともに動径方向の速度分散が大きくなり、接線方向の速度分散に近づいていることがわかる。これは、初期(5)条件として与えた星の離心率が小さく、円に近い軌道をとっていたが、角運動量を変えながら離心率を(6)あげ、速度分散は等方に近づいていると解釈できる。

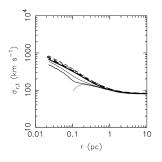


図 5: 角運動量散乱による速度分散の時間発展

3.2 エネルギー散乱による時間発展

速度分散が非等方的であったコアが、時間発展と ともに等方的になっていくことを見た。等方的なコア のエネルギー散乱による時間発展を示したのが、図 6である。左図が星の個数密度、右図が星の表面密度 の図で、細い曲線から順に、 $(0, 0.2, 0.5, 1, 2) \times 10^{10}$ yr に対応しており、ダッシュ線は $\rho \sim r^{-7/4}$ である。

角運動量散乱の場合と同様に、時間発展とともに 中心付近の星の個数密度が増加していることが分か る。これは、エネルギーの低い星が軌道を落とし、銀 河中心を満たしていると解釈できる。10 Gvr、つま り宇宙年齢ほどの時間が経過した際の曲線をみても、 天の川銀河で観測されるようなコアを残したままで あることが分かった。

のポテンシャルのみを考えた場合の銀河中心の密度 分布である $\rho \sim r^{-7/4}$ に漸近し、コアは無くなるこ とがわかる。

以上の結果から、銀河中心コアの力学的な進化に よって、徐々に銀河中心付近に星が集まり、最終的に は $\rho \sim r^{-7/4}$ に漸近することが分かった一方で、宇 宙年齢である 10 Gyr 程度の進化では、観測で示さ れたようなコアは残り続けるということが分かった。

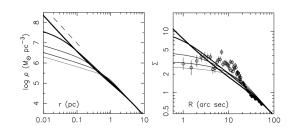


図 6: エネルギー散乱による空間および表面密度の時 間発展

Discussion 4

等距離 $z \sim 2$ において、図7のような、AGN 3 つとクエーサー1つの計4つの大質量銀河が多重合 体していく、非常に珍しい構造が観測された (Joseph F.Henaawi et al. (2015))。当然その中心には SMBH が存在していると考えられるため、この4つが合体 したときには、今回紹介したような手法を用いた計 算ができそうである。一方で、論文の中での初期コ アの設定が、ある仮定の下で人為的に作られたもの であったように、実際の宇宙でみられる SMBH 連星

によって、初期コアがどういったものになるかは調 べてみなければわからない。そこで、この観測で見 られた構造が合体していく様子をシミュレーション によって調べ、コアの形成および進化について研究 を進めたい。

この観測に限らず、衝突した銀河がどのようなコ アを形成し、中心の密度プロファイルがどのように 変化していくかを計算することができれば、近くで 観測された銀河の中心密度の観測と照らし合わせる ことで、その銀河が昔にどのような合体を起こした また 20 Gyr 経過後の密度分布をみると、SMBH かといった、銀河の形成史にヒントを与えることが 期待される。

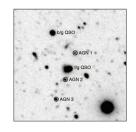


図 7: SMBH の多重合体の観測

Conclusion 5

天の川銀河中心の星同士の衝突による力学的な進 化によって、中心付近の密度を徐々に大きくし、約 20 Gyr 経過するとコアは無くなることがわかった。

一方で、10 Gyr 程度、つまり宇宙年齢ほど時間発 展させても、コアは残り続けることが示されたため、 我々の天の川銀河中心は、緩和の途中にあると言え ることが分かった。

Reference

- [1] Merritt, D. ApJ, 718, 739, 2010
- [2] Cohn, H. ApJ, 1036, 1053, 1979
- [3] Cohn, H. ApJ, 765, 771, 1980
- [4] Joseph F.Henaawi et al., Science, 348, 779, 2015

超新星フィードバックを考慮した銀河円盤シミュレー ション

筑波大学大学院 数理物質科学研究群物理学学位プログラム ガラム 新井 聡一

超新星フィードバックを考慮した銀河円盤シミュレーション

新井 聡一 (筑波大学大学院 数理物質科学研究群物理学学位プログラム)

Abstract

本講演では Kim & Ostriker (2017) のレビューを行う。銀河円盤内での星形成は、星間物質 (ISM) の物理状態 (温度、密度等) に依存する。一方、ISM の物理状態も星形成のフィードバックの影響を受けるため、星形成と ISM の物理状態は相互に依存している。本論文では星形成と ISM の物理状態の関係について解明するために、超新星 (SNe) フィードバックを考慮した 3 次元磁気流体シミュレーションの枠組み (TIGRESS) を構築した。特に、ISM に大きな影響を与える SNe フィードバックに関しては、その効果を正確に数値シミュレーションに取り入れる必要がある。超新星残骸 (SNR) の断熱膨張期 (セドフ期) における SNe フィードバックの効果をシミュレーションに取り入れる際に、解像度が不十分であると "過冷却 "が起こり、SNe フィードバックの効果を過小評価してしまう可能性がある。このため、本論文ではセドフ期が解像できるときは熱エネルギーと運動エネルギーを SNR 内に注入し、解像できないときは運動量のみを SNR 内に注入することで、SNe フィードバックの効果を正確に ISM に注入するモデルを構築した。実際に太陽近傍の物理量を採用し 3 次元磁気流体シミュレーションを行うと、観測で見られる ISM の 3 相構造を再現することができた。また、星が形成されると、輻射や SNe により ISM が加熱され星形成がストップする。その後、ISM が冷えて星が形成されるといった、星形成が自己制御的に起こっている様子が確認できた。本講演では上記の論文のレビューに加え、現在我々が取り組んでいる輻射流体シミュレーションの概要についても報告する。

1 導入

星間物質 (ISM) は恒星からの輻射や恒星風等によるフィードバックにより、物理状態 (温度、密度等)が変化する。その内、超新星 (SNe) フィードバックは、超新星爆発の直後では 10^{51} erg もの大きなエネルギーを ISM に供給し、ISM の物理状態に大きな影響を与えるため重要である。以下では超新星爆発によって形成される超新星残骸について詳しく述べる。

1.1 超新星残骸の進化

大質量星 (およそ 8 M_{\odot} 以上の恒星) は最期を迎えると、星の中心部での圧力が低下し中心核は収縮、逆に星の外層は反動で飛び散って超新星爆発が起こる。 爆発の結果、星の外層にあったガスは秒速数千 km もの速度で吹き飛ばされ、この飛び散った星のガス (イジェクタ) が星間空間に広がっていったものを超新星残骸 (SNR) と呼び、その進化は大きく 4 つの段階に分かれている。

1.1.1 自由膨張期

超新星爆発の直後では、イジェクタの速度は $4000-10000~{\rm km~s^{-1}}$ もあり、また、密度も ISM と比べて 十分大きいため、イジェクタはほぼ減速されず初速 を維持したまま自由膨張する。この段階は自由膨張 期と呼ばれている。

1.1.2 断熱膨張期

イジェクタの質量と、その前面にできる衝撃波によってかき集められた ISM の質量が同程度になると膨張は減速される。また、かき集められたガスが持っている熱エネルギーの一部は、輻射により SNR の外に放出されるが、放出されたエネルギーは爆発時のエネルギーと比べて無視できるため、SNR は断熱的に膨張しているとみなすことができ、この段階はセドフ期と呼ばれている。セドフ期では、断熱が仮定できるため、衝撃波は自己相似的に伝搬する (Sedov 1959)。このため、セドフ期終了時の SNR 内の質量 $M_{\rm sf}$ を解析的に求めることでき、シミュレーション

レーションから推測された $M_{\rm sf}$ の値を示す。

$$M_{\rm sf} = 1679~M_{\odot}~(n_{\rm H}/{\rm cm}^{-3})^{-0.26}$$

ただし $n_{\rm H}$ はSNRの周囲のガス密度である。

1.1.3 運動量保存期

 $10^4 - 10^5$ 年程度時間が経つと、ガスの冷却が効き はじめ、衝撃波面で圧縮された ISM は放射冷却して 膨張は断熱的ではなくなり、衝撃波前面には密度の 高い冷えたガス殻が形成される。この段階では、ガ ス殻が運動量保存則に従い ISM をかき集めるので、 運動量保存期もしくは雪かき期と呼ばれる。

1.1.4 消失期

十分時間が経つ (105 年 程度) と衝撃波の速度は遅 くなり、ISM の速度と同程度になる。この段階では、 もはや SNR と ISM の区別がつかなくなるため SNR は消滅し、消滅期と呼ばれる。

"過冷却"問題 1.2

SNe フィードバックは乱流の駆動や、hot な ISM の形成において重要であるが、その効果を数値シミュ レーションに取り入れることは大変困難である。現 在の計算機の能力では、銀河全体といった大規模な 構造をシミュレーションするときの解像度は、最高 で数十 pc 程度であり、一般的にはセドフ期以前の フィードバックの効果は取り入れることができない。 なぜなら十分な解像度が確保できていないと、SNe フィードバックによって注入された熱エネルギーが すぐに SNR の外に放出され、SNe フィードバック の効果を過小評価してしまうためである。この問題 は"過冷却"問題と呼ばれ、この問題に対処するため に様々なサブグリッドモデルが開発されてきた (Dalla Vecchia & Schaye 2012; Agertz et al. 2013)。近年 の研究では、星形成率等において観測との一致には 成功しているが、SNe フィードバックが適切にシミュ レーションに取り入れられておらず、ISM や銀河間

の結果とよく一致した (Kim & Ostriker 2015)。以 物質 (IGM) の物理状態が非物理的になってしまって 下では Kim & Ostriker (2015) が行った数値シミュ いる。また、星形成と ISM の物理状態は相互に影響 を及ぼしあっているため、より正確な星形成を再現 するには、SNe フィードバックの効果を適切に取り 入れるシミュレーションを構築する必要があり、その 実現のためには高い解像度が求められる。銀河全体 ではなくその一部分を切り取りシミュレーションを 行えば、高い解像度を実現でき、銀河全体シミュレー ションでは取り入れることができなかった SNe(特に セドフ期) フィードバックの効果をシミュレーション に取り入れることができるため、本論文では銀河の 一部分に注目しシミュレーションを行った。

メソッド 2

2.1 SNe フィードバック

以下では、本論文で行った SNe フィードバックの 実装方法について紹介する。

2.1.1 超新星爆発の発生

まず、超新星爆発をどのように発生させたかを述 べる。ある星団の質量と STARBURST99(Leitherer et al. 1999) から求まった単位時間・単位星団質量当 たりの超新星爆発率を用いて、超新星爆発が起きる かを判定した。

2.1.2 判定方法&各フィードバックで行うこと

超新星爆発が発生したら瞬時に SNR の半径を $3\Delta x(\Delta x)$ 解像度) まで拡大させ、その内側にある質 量を計算した。得られた質量を M とし、セドフ期終 了時の SNR の質量 $M_{\rm sf}$ との比 $R_{\rm M}=M/M_{\rm sf}$ を定義 した。本論文では SNe フィードバックを 3 つ:EJ 期 (自由膨張期に対応)、ST期(セドフ期に対応)、MC 期 (運動量保存期に対応) に分け、 $R_{\rm M}$ がとる値によ りどれを適応させるのかを決定した。

$(1)R_{\rm M} > 1$ のとき

このとき SNR は、セドフ期はすでに終了し運動量 保存期に入っているとして、SNR 全体に運動量

2022 年度 第 52 回 天文・天体物理若手夏の学校

$$p_{\rm snr} = 2.8 \times 10^5 \ M_{\odot} \ {\rm km \ s^{-1} (n_H/cm^{-3})^{0.17}}$$

を注入する MC 期のフィードバックを適応させた。 $(2)0.027 < R_{\rm M} < 1$ のとき

このとき SNR はセドフ期の段階であるとし て、1SNR 全体に熱エネルギーと運動エネルギーを 注入する ST 期のフィードバックを適応させた。

 $(3)R_{\rm M} < 0.027$ のとき

SNR の半径 R を $\Delta x/2$ だけ大きくして $R_{\rm M}$ を再 計算した。 $0.027 < R_{\rm M} < 1$ となれば ST 期のフィー ドバックを適応させ、 $R_{\rm M} < 0.027$ のときは再び Rを大きくして $R_{\rm M}$ を計算した。 $R=126~{
m pc}$ となって も $R_M < 0.027$ になるときは、 $^1 \mathrm{SNR}$ は自由膨張期に あるとして、SNR 全体に運動エネルギーを注入する EJ期のフィードバックを適応させた。

2.2基礎方程式

本論文では Athena MHD コードを使用した。基礎 方程式は理想磁気流体方程式であり、シェアリング ボックス (Stone & Gardiner 2010) 内で基礎方程式 を解いた。また座標はデカルト座標系でシェアリン グパラメータ q は $q = -d\ln\Omega/d\ln R = 1$ とした。こ れは回転曲線が平坦となっている場所で計算を行っ ていることを表している。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \tag{1}$$

$$\frac{\partial(\rho \mathbf{v})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v} + P + \frac{B^2}{8\pi} - \frac{\mathbf{B}\mathbf{B}}{4\pi}) = -2\mathbf{\Omega} \times (\rho \mathbf{v}) - \rho \nabla \Phi_{\text{tot}},$$
(2)

$$\frac{\partial}{\partial t} (\frac{1}{2}\rho v^2 + \frac{P}{\gamma - 1} + \frac{B^2}{8\pi}) + \nabla \cdot [(\frac{1}{2}\rho v^2 + \frac{\gamma}{\gamma - 1}P + \rho\Phi_{\rm tot})\mathbf{v} + \frac{(\mathbf{B} \times \mathbf{v}) \times \mathbf{B}}{4\pi}] = -\rho L,$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}),\tag{4}$$

$$\nabla^2 \Phi = 4\pi G(\rho + \rho_{\rm sp}),\tag{5}$$

ここで ρ 、 $\rho_{\rm sp}$ 、 ${\bf v}$ 、P、 ${\bf B}$ 、 γ 、 Ω 、 $\Phi_{\rm tot}$ はそれぞれガス密 度、星団質量密度、ガス速度、ガスの圧力、磁束密度 、比熱比、シェアリングボックス中心での回転速度 、重力ポテンシャルである。また $\rho L = n_{\rm H} [n_{\rm H} \Lambda(T) \Gamma$] $(n_H$ は水素原子核の数密度、 Λ は冷却率、 Γ は加熱 率) は冷却関数である。

2.3初期条件&境界条件

解像度 Δx は 4 pc で、シェアリングボックスの大 きさは x、y方向は 1024 pc、z 方向は 4096 pc であ る。また、シェアリングボックス中心は銀河中心か ら8 kpc にあり、シェアリングボックス中心の回転 速度は $\Omega=28~{\rm km~s^{-1}~pc^{-2}}$ である。また磁東密度 は y 方向に 2.6 μG 、ガス密度は $\Sigma = 13~M_{\odot}~{\rm pc}^{-2}$ 、 加熱率は $\Gamma_0 = 2.2 \times 10^{-4} \text{ erg s}^{-1}$ とした。

境界条件に関しては、x方向はシェアリング-周期 境界条件、v方向は周期境界条件、z方向は自由境界 条件となっている。

3 結果

まず 395 Myr-439 Myr 間におけるガス面密度、ガ ス密度、ガス温度の時間進化をとらえたものを示す (図 1)。図 1 は一番左の列が t = 395 Myr のときの (1) スナップショットで、 $t \approx 11 \text{ Myr}$ の間隔でスナップ ショットをとり、一番右の列は $t=439~{
m Myr}$ のとき のスナップショットである。また一番上の行は、ガ ス面密度を XY 面に投影したものであり、2 行目は y=0 の XZ 面でのガスの密度と温度、3 行目のグラ フは z =0 の XY 面でのガス密度と温度を表してい る。また、色がついた点は星団を表している。t=395 Myr の時のガス面密度を見てみると、ガス面密 度が高いグラフ中央付近で星団が形成されているの が分かる。これらの星団は時間が経つと超新星爆発 が起こり ISM を温めたり、集積または拡散させたり する $(t = 1.9t_{\text{orb}} = 412 \text{ Myr } の時のスナップショッ$ ト)。超新星爆発により吹き飛ばされた ISM により (5) 星団が形成されている ($t = 1.95t_{\rm orb} = 430$ Myr: ガ ス面密度の図左上)様子が見て取れ、このように、星 1過冷却を避けるため、SNR内部の密度を一定にしてから SNR 形成が自己制御的に行われていることが確認できた。

内部にエネルギーを注入している。

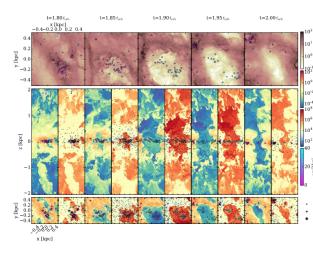


図 1: 395 Myr-439 Myr 間における ISM と星形成の時間進化:1 行目はガス面密度を XY 面に投影したものであり、2 行目のグラフは y=0 の XZ 面でのガスの密度と温度、3 行目のグラフは z=0 の XY 面でのガスで度と温度を表している。また色がついた点は星団を表している。

次に t=427 Myr のときの密度-圧力空間における ISM の質量分布と体積分布を示す (図 2)。青い点線はホットなガスの典型的な温度 $T=1.2\times10^6$ K を表している。また赤い線は加熱率が $\Gamma=3.8$ Γ_0 のときの熱平衡曲線を表している。体積分布をみると、WNM(Warm Neutral Medium: 典型的な温度は 10^4 K) は熱平衡曲線上に集中していることが分かる。また、電離しているホットなガス (典型的な温度は 10^6 K) は広く分布しているのが分かる。SNR の初期の段階では、衝撃波と SNR 内の温度は非常に高温であり ($T>10^6$ K)、時間が経過すると衝撃波の温度は 10^5 K 程度まで冷却されるが、SNR の内部は以前高温のままであるため、このような体積分布になっていると考えらえる。

4 まとめと今後の研究

SNe フィードバックを、超新星爆発が起こったその周囲のガスの質量の大きさにより、3 つに分けることで、より現実的な SNe フィードバックをシミュレーションに取り入れることがでた。その結果、星

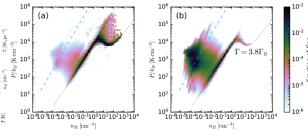


図 2: t = 427 Myr のときの密度-圧力空間における ISM の質量分布 (左) と体積分布 (右)

形成が自己的に制限されたり、観測で見られるような ISM の 3 相構造を再現できた。

私の研究テーマは、ダストに覆われた銀河 (ULIRG) 内で起こっている活発な星形成のメカニズムの解明である。ULIRG 内部では、その莫大な星形成により超新星爆発が活発に起こっていると考えられるため、Kim & Ostriker (2017) を参考にSNe フィードバックをシミュレーションに取り入れ、ULIRG の状況を再現し解析を進めていきたいと考えている。現在は中心面に光子を注入することでULIRG の中心面の状況を再現し解析を行っている。

Reference

Agertz, O., Kravtsov, A. V., Leitner, S. N., & Gnedin, N. Y. 2013, ApJ, 770, 25

Dalla Vecchia, C., & Schaye, J. 2012, MNRAS, 426, 140

Hennebelle, P., & Iffrig, O. 2014, A&A, 570, A81

Kim, C.-G., Ostriker, E. C. 2015, ApJ, 802, 99

Kim, C.-G., Ostriker, E. C. 2017, ApJ, 846, 133

Leitherer, C., Schaerer, D., & Goldader, J. D. 1999, ApJS, 123, 3

Sedov, L. I. 1959, New York: Academic Press

Stone, J. M., & Gardiner, T.A. 2010, ApJS, 189, 142

Todd A. Thompson, Eliot Quataert, & Norm Murray 2005, ApJ, 630, 167

銀河 a08

ダークマターサブハローの衝突頻度の解析

筑波大学大学院 物理学学位プログラム/情報理工学位 プログラム 大滝 恒輝

ダークマターサブハローの衝突頻度の解析

大滝 恒輝 (筑波大学大学院 物理学学位プログラム/情報理工学位プログラム)

Abstract

銀河形成の標準モデルである Cold Dark Matter に基づいた階層的構造形成論は、宇宙の大規模構造のような大スケールの観測的性質を再現できているが、銀河スケール以下ではいくつかの矛盾が指摘されている。特に missing satellite 問題は、天の川銀河サイズのダークマターハローに付随するサブハローの個数に関する理論的な予測と、天の川銀河内で観測された矮小銀河の個数が大きく異なるという未解決問題として知られている。この問題に対し、ダークマターサブハロー(DMSH)と銀河の衝突過程を観測することで、DMSH の存在を見出す可能性が示唆されている。そのため、DMSH と銀河の衝突頻度を定量的な解析することが重要となる。さらに Otaki & Mori (2022) では、DMSH 同士の衝突によって、ダークマター欠乏銀河やダークマターを多く含む矮小銀河が形成される条件を見出し、それらがシミュレーションで形成されることを示した。したがって、DMSH 同士の衝突頻度も missing satellite 問題を考えるためには非常に重要である。本研究では、天の川銀河サイズのホストハロー内を運動するサブハロー同士の衝突頻度を、解析的手法と数値シミュレーションを用いて調査した。解析モデルでは、NFW プロファイル の密度分布を持つホスト銀河の分布関数から、サブハロー間の相対運動の確率分布と衝突頻度を推定した。その結果、1 Gyr あたり数回程度の衝突現象が発生していることを示した。さらに、Ishiyama et al. (2021) の宇宙論的 N 体シミュレーションの結果をもとにサブハローの軌道をシミュレーションした。それらの衝突回数を測定し、DMSH 同士の衝突頻度を定量的に解析した。

1 Introduction

現在の銀河形成の標準模型として、Cold Dark Matter (CDM) による階層的構造形成論が受け入れられている。このモデルは宇宙の大規模構造のような大スケールの観測的性質を再現できているが、銀河スケール以下の構造ではいくつかの矛盾が指摘されている。その中の一つとして、missing satellite 問題が知られている。これは、シミュレーションで予測される天の川銀河程度ののホストハロー内に付随するサブハローの個数に比べて、天の川銀河内で観測された矮小銀河の個数が少なすぎるという問題である。

Dark satellite 仮説は、この問題に対する解決策の一つとして考えられている。CDM モデルに基づくシミュレーションで形成した多数のサブハローは、暗すぎるために観測することができていないとする考えである。この仮説において、観測が困難な暗いサブハローを dark satellite、観測されている明るいサブハローを bright satellite と呼ぶ。Dark satellite を直接観測することは難しいため、dark satellite と観

測可能な構造との相互作用した痕跡を観測することにより、dark satellite の存在を見出す可能性がある。

Komiyama et al. (2018) では、M31 の東西方向に伸びる Andromeda stream に、恒星分布が極端に少ない gap 領域があることが観測された。これは N 体シミュレーションで予言されていた stream gap と似ており、stream に天体が衝突した痕跡であると考えられている。しかし、この gap 付近で天体は観測されていない。そのため、この Andromeda stream gapは、stream と Dark Satellite との衝突の結果である可能性が挙げられている。

さらに Otaki & Mori (2022) では、矮小銀河や最近発見されたダークマター欠乏銀河が、ダークマターとガスで構成されたダークマターサブハロー同士の衝突によって形成される条件を見出し、シミュレーションでそれらが形成されることを示した。

このように、ダークマターサブハローと銀河の衝 突頻度やダークマターサブハロー同士の衝突頻度を 定量的に解析することは、重要である。本研究では、 2022 年度 第 52 回 天文・天体物理若手夏の学校

天の川銀河サイズのホストハロー内を運動するサブ ハロー同士の衝突頻度を、解析的手法と数値シミュ レーションを用いて調査した。

2 衝突頻度の解析的モデル

力学平衡状態の大質量のホスト銀河が作る球対称な NFW ポテンシャル (Navarro, Frenk & White 1996) 内を運動するサブハロー同士の衝突頻度を解析的に 見積もる。本モデルでは、サブハローの存在確率の 密度分布や個数分布が、ホスト銀河が作る NFW 密度分布と一致していることと二つのサブハローの速度分布が、それぞれの速度分布の積で表せることを 仮定する。

2.1 ホスト銀河内におけるサブハロー速度 の確率分布の導出

ホスト銀河の中心から距離 r にあるサブハローの 速度を v、ホスト銀河が作る NFW ポテンシャルを Φ とすると、サブハローのエネルギーは

$$E = \frac{1}{2}\boldsymbol{v}^2 + \Phi(|\boldsymbol{r}|) \tag{1}$$

である。ホスト銀河に束縛されているサブハローを考えているため、E は常に負である。ここでは便宜上、正の定数 \mathcal{E} , Ψ を用いて、エネルギーを $\mathcal{E}=-E$ 、ポテンシャルを $\Psi=-\Phi$ と定義する。以下、 r=|r| と表記する。NFW ポテンシャルは

$$\Psi(r) = 4\pi G \rho_0 r_{\rm s}^2 \frac{\ln(1+x)}{x} \tag{2}$$

である。ここで、 $x=r/r_{\rm s}$ としている。サブハローの存在確率の密度分布 $\nu(r)$ は、質量密度分布 $\rho(r)$ とホスト銀河のビリアル質量 $M_{\rm vir}$ より、

$$\nu(r) = \frac{\rho(r)}{M_{\text{vir}}} = \frac{g(c)}{4\pi r_{\text{s}}^3 x (1+x)^2},$$
 (3)

$$g(c) = \frac{1}{\ln(1+c) - c/(1+c)}$$
 (4)

と表せる。分布関数がエネルギーのみに依存するとき、Eddington's formula を用いて分布関数 $f(\mathcal{E})$ は

$$f(\mathcal{E}) = \frac{1}{\sqrt{8}\pi^2} \left[\left. \frac{\mathrm{d}\nu}{\mathrm{d}\Psi} \right|_{\Psi=0} \frac{1}{\sqrt{\mathcal{E}}} + \int_0^{\mathcal{E}} \frac{\mathrm{d}^2\nu}{\mathrm{d}\Psi^2} \frac{\mathrm{d}\Psi}{\sqrt{\mathcal{E} - \Psi}} \right]$$
(5)

と計算される。以上より、位置rにあるサブハロー速度vの確率分布は

$$P_r(\mathbf{v}) = \frac{f(\mathcal{E})}{\nu(r)}. (6)$$

と求めることができる。

2.2 二つのサブハロー間の相対速度の確率 分布の導出

位置 r において、速度 v_1,v_2 で運動する二つのサブハローの速度の確率分布はそれぞれ $P_r(v_1),P_r(v_2)$ である。このような二つのサブハローが同時に存在する確率が、それぞれの確率の積 $P_r(v_1)P_r(v_2)$ で表せると仮定する。

この二つのサブハローの重心速度 $m{v}_{\mathrm{cm}}=(m{v}_1+m{v}_2)/2$ と相対速度 $m{v}_{\mathrm{rel}}=m{v}_1-m{v}_2$ を用いて、速度の確率分布を変換すると、

$$P_r(\boldsymbol{v}_1)P_r(\boldsymbol{v}_2)d^3\boldsymbol{v}_1d^3\boldsymbol{v}_2$$

$$=P_r(\boldsymbol{v}_{\rm cm}+\boldsymbol{v}_{\rm rel}/2)P_r(\boldsymbol{v}_{\rm cm}-\boldsymbol{v}_{\rm rel}/2)d^3\boldsymbol{v}_{\rm cm}d^3\boldsymbol{v}_{\rm rel}$$
(7)

となる。このとき位置 r における相対速度の確率分布 $P_{r,\mathrm{rel}}$ を、重心速度空間のみを積分した

$$P_{r,\text{rel}}(\boldsymbol{v}_{\text{rel}})$$

$$\equiv \int P_r(\boldsymbol{v}_{\text{cm}} + \boldsymbol{v}_{\text{rel}}/2) P_r(\boldsymbol{v}_{\text{cm}} - \boldsymbol{v}_{\text{rel}}/2) d^3 \boldsymbol{v}_{\text{cm}} \quad (8)$$

と定義する。速度が等方的な場合には、

$$P_{r,\text{rel}}(v_{\text{rel}}) = 8\pi^2 v_{\text{rel}}^2 \int_0^\infty dv_{\text{cm}} v_{\text{cm}}^2 \int_{-1}^1 dz \times P_r(v_{\text{cm}}^2 + v_{\text{rel}}^2/4 + v_{\text{cm}} v_{\text{rel}} z) \times P_r(v_{\text{cm}}^2 + v_{\text{rel}}^2/4 - v_{\text{cm}} v_{\text{rel}} z)$$
(9)

として求めることができる。ここで $m{v}_{
m cm} \cdot m{v}_{
m rerl} = v_{
m cm} v_{
m rel} z$ である。

2.3 衝突頻度分布の導出

上記の計算結果を用いて、サブハロー同士の衝突断面積や密度分布を考慮した衝突頻度を求める。以下ではホスト銀河のビリアル質量、ビリアル半径、スケール半径をそれぞれ $M_{\rm host}$, $R_{\rm vir,host}$, $r_{\rm s,host}$ 、サブハローのスケール半径を $r_{\rm s,sub}$ と表記する。微小体積 ${\rm d}V={\rm d}L^3$ 内を相対速度 $v_{\rm rel}$ で運動するサブハロー同士の衝突を考える。衝突断面積を $\sigma=\pi r_{\rm s,sub}^2$ とすると、単位面積 ${\rm d}L^2$ あたりに一回衝突する確率は $\sigma/{\rm d}L^2$ である。微小時間 ${\rm d}t$ の間にサブハローは $v_{\rm rel}{\rm d}t/2{\rm d}L$ 往復するため、体積 ${\rm d}V$ 内で二つのサブハローが衝突する回数は

$$\frac{\sigma}{\mathrm{d}L^2} \cdot \frac{v_{\mathrm{rel}}\mathrm{d}t}{2\mathrm{d}L} = \frac{1}{2} \frac{\sigma v_{\mathrm{rel}}\mathrm{d}t}{\mathrm{d}V} \tag{10}$$

となる。サブハローの個数密度 n(r) が NFW 分布であるとき、

$$n(r) = N\nu(r) = \frac{N\rho_0}{M_{\rm host}x(1+x)^2}$$
 (11)

となる。ここで $x=r/r_{\rm s,host}$ 、ホスト銀河内のサブハローの総数を N 個とした。微小体積 ${\rm d}V$ 内には ${\rm n}{\rm d}V$ 個のサブハローがあるため、それらが互いに衝突することを考えて、衝突回数 ${\rm d}k$ は、

$$dk = \frac{1}{2} \frac{\sigma v_{\text{rel}} dt}{dV} \cdot n dV \cdot n dV$$

$$= \frac{1}{2} \frac{N^2 \rho_0^2 \sigma}{M_{\text{host}}^2} \frac{4\pi r^2 v_{\text{rel}} P_{r,\text{rel}}(v_{\text{rel}})}{x^2 (1+x)^4} dv_{\text{rel}} dt dr \quad (12)$$

となる。

図 1 には、ホスト銀河の中心からの距離 r と相対速度 $v_{\rm rel}$ に対する衝突頻度の分布を示した。ホスト銀河内に付随するサブハローの個数を N=500 と仮定し、衝突頻度分布を積分すると、約 15 Myr に 1 回の頻度でサブハロー衝突を起こすことがわかった。

3 衝突回数測定シミュレーション

より詳細な衝突頻度を求めるために、宇宙論的 N 体シミュレーションの結果をもとにして、天の川銀河程度のホスト銀河(MW-like 銀河)に付随するサブハロー同士の衝突過程をシミュレーションする (Kazuno 2022)。

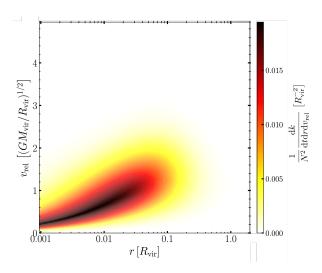


図 1: 解析的モデルによるサブハローの衝突頻度の分布。横軸はホスト銀河中心からの距離、縦軸はサブハロー間の相対速度、カラーバーは衝突頻度の分布を表す。各物理量はホスト銀河のビリアル質量、ビリアル半径で規格化されている。

MW-like 銀河とそれに付随するサブハローの初期 条件として、Ishiyama et al. (2021) で実行された 高分解能の宇宙論的 N 体シミュレーションである Shin-Uchuu の結果を用いた。赤方偏移 z=0 に おいて、質量 $[1.10, 2.29] \times 10^{12} \,\mathrm{M}_{\odot}$ 、ビリアル半径 [270,330] kpc、スケール半径 [16.07,19.64]kpc を満 たすダークマターハローを MW-like 銀河の条件とし た。さらに、ホスト銀河内のサブハロー同士の衝突過 程に注目するため、同程度の MW-like 銀河が 3 Mpc 以内に存在せず、孤立しているホスト銀河を選択し た。その結果、129 個の MW-like 銀河を選出した。 それぞれの MW-like 銀河内に含まれるサブハローを 質点とし、重力 N 体シミュレーションによって過去 に遡って時間積分することで、それらの衝突回数を 求める。ホスト銀河が作る重力ポテンシャルは NFW 分布であることを仮定し、ホスト銀河の質量進化を 考慮した (Kazuno et al. in prep.)。

サブハロー同士の衝突現象は、衝突する二つのサブハローの半径とそれらのサブハロー間の距離をもとに判定し、以下の3通りに区別する。

Head-on collision:サブハロー間の距離が二つの サブハローのスケール半径の和以下である衝突

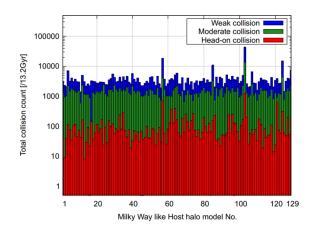


図 2: 重力 N 体シミュレーションによるサブハロー衝突回数の測定結果。横軸は宇宙論的 N 体シミュレーションから得られた天の川銀河程度のホスト銀河のモデル番号、縦軸は $13.2\,\mathrm{Gyr}$ あたりの衝突回数を表す。衝突する二つのサブハローのサイズと距離に応じて衝突現象を区別しており、青色は weak collision、緑色は moderate collision、赤色は head-on collisionを表している。

- Moderate collision:サブハロー間の距離が二つのサブハローのスケール半径の和以上であり、一方のスケール半径ともう一方のビリアル半径の和以下である衝突
- Weak collision: Moderate collision ほど接近せずに、サブハロー間の距離が二つのサブハローのビリアル半径の和以下である衝突

重力 N 体シミュレーションの softening length は $1.0\,h^{-1}\,\mathrm{kpc}$ とし、時間積分には Hermite 法を用いた。 赤方偏移 z=10 から 0 までの衝突回数を測定した結果、サブハロー同士の head-on collision は 100 回オーダー、weak collision は 1000 回オーダーで発生することが確認された。図 2 には、各 MW-like 銀河におけるサブハロー衝突回数を示す。本シミュレーションでは、ホスト銀河の質量の時間進化を考慮しており、質量が少ない時期にはサブハロー同士の衝突回数が少ないことから、解析的モデルと比較して衝突頻度が低い結果となっている。

ここで、MW-like 銀河に付随するサブハローのうち 90%が dark satellite であると仮定すると、dark

satellite 同士の head-on collision は約 160 Myr あたりに1回の頻度、dark satellite と brigh satellite の head-on collision は約 700 Myr あたりに1回の頻度で起こることが推定できる。

4 まとめ

本研究では、天の川銀河程度のホスト銀河内を運動するサブハローの衝突頻度を、解析的モデルと数値シミュレーションを用いてそれぞれ調査した。解析的モデルでは、衝突する二つのサブハローの相対速度の確率分布から、衝突頻度を求めた。ホスト銀河内のサブハローの個数が500個であると仮定すると、 $15\,\mathrm{Myr}$ に $1\,\mathrm{Im}$ 回の頻度で衝突を起こすことを見積もった。さらに宇宙論的 $N\,\mathrm{th}$ かミュレーションの結果をもとに、ホスト銀河の質量進化を考慮してサブハロー同士の軌道をシミュレーションした。その結果、head-on collision は $1000\,\mathrm{im}$ 可不発生することを確認した。

Reference

Ishiyama T., et al., 2021, MNRAS

Kazuno Y., 2022, Master's Thesis, University of Tsukuba

Kazuno Y., et al., (in preparation)

Komiyama Y., et al., 2018, ApJ

Navarro J. F., Frenk C. S., White S. D. M., 1996, ApJ Otaki K., Mori M., 2022, JPCS

銀河 a09

3次元多層 ISM に対する AGN フィードバック効率の内 部マッハ数依存性

> 筑波大学大学院 物理学学位プログラム 田中 怜

3次元多層 ISM に対する AGN フィードバック効率の内部マッハ数依存性

田中 怜 (筑波大学大学院 物理学学位プログラム)

Abstract

本研究は、活動銀河中心核 (AGN) によるフィードバックの内部マッハ数と、星間物質 (ISM) へのフィードバック効率の相関関係を検討するものである。近年の研究で、AGN のフィードバックサイクルが銀河形成に重要な役割を持つことが提言され始めた。AGN はブラックホールへのガス降着によって得たエネルギーを様々な形で銀河にフィードバックしているが、その相互作用の様子は未解明の部分が多く、フィードバックの効率がどのパラメータに依存するかについては十分に理解されていない。そこで本研究では、AGN から放出されるエネルギーの成分に着目し、フィードバックの運動エネルギー及び熱ネルギー比率 (=内部マッハ数) が ISM へのフィードバックに与える影響を調べる。

本研究は、Wagner et al. (2012) による 3 次元流体シミュレーションを踏襲した。不均一な ISM 分布に対し、AGN-wind を注入した際の相互作用を計算する。また、本発表は作成したコードのテスト計算結果を提示し、妥当性の評価を行うものであると留意されたい。

1 Introduction

現在研究が進められている銀河形成の理論において、銀河中心に佇むブラックホールの存在は 1 つの重要なファクターとして数えられている。ブラックホールとそれを保有する銀河の共進化 (Harrison 2017) については既に銀河形成の諸理論に取り上げられており、ブラックホール質量と銀河バルジ領域の速度分散との相関を示す "M- σ 関係" (McConnell & Ma 2013) をはじめとした多くの観測結果が、共進化の信憑性を裏付けている。

ここで注目すべきは、ブラックホールと銀河のスケールの差である。数 kpc のスケールを持つ銀河バルジ領域に対し、ブラックホールの重力が直接影響を与える領域は、数 10 pc ~ 数 100 pc のスケールしか持たない。スケールの大きく異なる 2 つの要素を結びつけるには、何かしらの物理的な繋がりが必要である。

この物理的繋がりとして、銀河のフィードバック サイクルが挙げられる。通常、銀河とこれを取り巻 くハロー領域の間では星間ガスを媒体としたエネル ギーの循環が行われている。ハロー領域の冷却され たガスが銀河に降着し、星形成等に伴う銀河風がハ ロー領域に流出することで、質量や運動量の運搬が されている。

ここで視点を銀河の中心領域に向けてみる。中心 に超大質量ブラックホールを持つ銀河の核領域では、 銀河全体のフィードバックサイクルと似た循環が生 じている (Negri & Volonteri 2017)。この核領域は活 動銀河中心核 (Active Galactic Nucleus: AGN) と 呼ばれ、 $10^{43} \sim 10^{46} \text{ erg s}^{-1}$ 程の膨大なエネルギー を持つ。AGN はブラックホールに降着した物質の質 量エネルギーをエネルギー源とし、ジェットや電磁 波などの様々な形でこれを銀河にフィードバックし ている。また、星間ガスなどによる降着流は、超大 質量ブラックホールの周囲に強力な磁場を持った降 着円盤を形成し、銀河の星間物質 (ISM) に影響を及 ぼす強力な"降着円盤風"を発生させる。こうした AGN によるアウトフローは銀河風の一部に組み込ま れ、銀河全体のフィードバックサイクルに非常に大 きな寄与を与えることがわかっている (King 2003)。 一方、AGN と銀河内の ISM との間でどのように エネルギーが伝達し、どのパラメータがフィードバッ ク効率に影響を与えているのかについて十分な理解 はされていない。前述の通り、AGN のフィードバッ クの影響は銀河とそれを取り巻くハロー領域にまで 広く及ぶ。よって大規模な宇宙論的シミュレーションを行う際も、AGN のパワーや放出する風の密度、圧力などの設定が必要不可欠だ。しかし、AGN のフィードバック効率が詳しく理解されていないため、こうしたパラメータはある程度任意に設定して計算するしかない。したがって、大規模な宇宙論的シミュレーションに対する寄与も含め、AGN のフィードバック効率がどのパラメータに依存するか、確かめる価値がある。

本研究では、先行研究 (Wagner & Bicknell 2011) にてフィードバック効率への依存性が認められた AGN のパワーに着目し、放出されるエネルギーの運動エネルギー及び熱エネルギー比率 (=内部マッハ数) がフィードバック効率に及ぼす影響を確認する。Wagner et al. (2012) を踏襲した 3 次元流体シミュレーションを実行し、不均一な ISM に対する AGN フィードバックをシミュレーションする。本発表では、作成したコードのテスト計算結果及び妥当性の評価までを行う。

2 Methods

本研究では、赤方偏移 $z=2\sim3$ で顕在する十分なガス密度を持った活動銀河を対象に、中心の超大質量ブラックホールから放出される強力な降着円盤風 (以下 wind と呼称) との相互作用をシミュレーションする。また、流体シミュレーションはガスの運動のみを対象に行うものとする。銀河に含まれるガス及び AGN から流入するガス成分は同一であるとみなし、単一の流体として扱う。

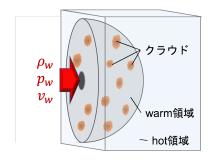


図 1: シミュレーションの概図

2.1 流体計算コード PLUTO

PLUTO(Mignore et al. 2012) は宇宙物理学における流体計算の数値的解析を目的とした、自由配布型のソフトウェアである。計算は以下の基礎方程式にしたがって行われる。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0$$
$$\frac{\partial m}{\partial t} + \nabla \cdot (m\mathbf{v} + p) = 0$$
$$\frac{\partial}{\partial t} E_t + \nabla \cdot (E_t + p) \mathbf{v} = -\rho^2 \Lambda(T)$$
$$E_t = \frac{1}{2} \rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{v} + \frac{1}{\gamma - 1} p$$

 ρ , \mathbf{v} , p, m, T, Λ , $\gamma=5/3$, E_t はそれぞれ流体の密度、速度ベクトル、圧力、運動量密度、温度、冷却効率、比熱比、エネルギー密度を示す。冷却効率には "MAPPINGS V" (Sutherland & Dopita 2017) を採用している。

数値計算には Godunov 法を使用し、空間 3 次精度 (Colella & Woodward 1984)、時間積分は 3 次の Runge-Kutta 法を用いた。リーマンソルバーは HLLC (Herten-Lax-van Leer and Contact) を採用している。

2.2 AGN-wind

本研究で取り扱う AGN-wind は、固有の密度、 圧力、速度を持って境界面から注入される。

まず、wind のパワー L_w (境界から計算領域に流入する、単位時間あたりのエネルギー)を定義する。

$$L_w = \left(\frac{1}{2}\rho_w v_w^2 + \frac{\gamma p_w}{\gamma - 1}\right) v_w A \tag{1}$$

wind のパワー L_w は、プラズマを含む wind の密度 ρ_w 、圧力 p_w 、そして速さ v_w の成分を持つ。括弧内 第一項は運動エネルギー密度、第二項がエンタルピーを示し、その総和として全エネルギーを定義した。A は境界面を通過する wind の断面積である。

ここで、wind のパワー L_w における運動エネルギーと熱エネルギーの配分を決定するため、内部マッハ

2022 年度 第 52 回 天文・天体物理若手夏の学校

数Mを定義する。

$$M = \frac{v_w}{\sqrt{\gamma p_w/\rho_w}} \tag{2}$$

内部マッハ数は wind 内の運動エネルギー及び熱エネルギーの比率を示すものである。(1),(2) 式より、wind の密度及び圧力が以下のように設定できる。

$$\rho_w = \frac{2L_w}{v_w^3 A} \left[1 + \frac{2}{M^2 (\gamma - 1)} \right]^{-1} \tag{3}$$

$$p_{w} = \frac{2L_{w}}{M^{2}\gamma v_{w}A} \left[1 + \frac{2}{M^{2}(\gamma - 1)} \right]^{-1}$$
 (4)

今回の研究では、wind のパワー L_w 、速さ v_w を定数 と置き、マッハ数 M のパラメータとして設定する。これにより、実質的に吐き出される wind の密度 ρ_w 、圧力 p_w が変化し、ISM に対する異なるフィードバックが期待される。

2.3 ISM の初期条件

シミュレーションは 3 次元直交座標系で行い、一辺 $1.4~\rm kpc$ の立方体領域内で計算される。計算領域は ISM 構造の違いから、hot 領域・warm 領域を区分する (図 $1~\rm sm)$ 。全領域に高温・低密度の hot ガスが満たされており、これに加えて warm 領域には低温・高密度の warm ガス (クラウド) が不均一に分布している。クラウドの分布は先行研究 (Wagner et al. 2012) と同様に "pyFC" コード (Lewis & Austin 2002) にて決定した。また、hot ガス及び warm ガスの間には圧力平衡を仮定している。

3 Results

本テスト計算は内部マッハ数を1に固定し、各解像度 $(64^3, 128^3, 256^3)$ で実施する。シミュレーションは約 1.2 Myr まで行われた。

図 2,3,4 は、解像度 128^3 によるガス密度分布の時間推移を示している。シミュレーション開始と同時に wind がクラウドを押し始め、約 200 kyr でプラズマの一部が warm 領域から溢れ出している。これらは周囲の hot ガスを圧縮しつつ遠方へ広がっていっ

た。 更に時間が経過するとクラウドを構成していた warm ガスが徐々に分散し始め、約 700 kyr を経過 した辺りから、高密度な warm ガスが計算領域外に まで流出している様子が散見されるようになる。ガスの領域外流出による解析への影響は、次章で考察 する。

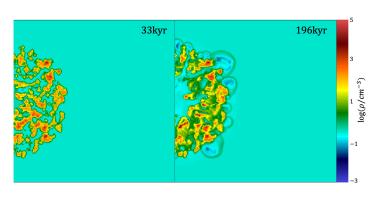


図 2: ガス密度分布推移 (t=33kyr, 196kyr)

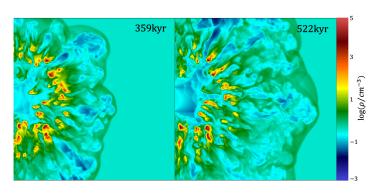


図 3: ガス密度分布推移 (t=359kyr, 522kyr)

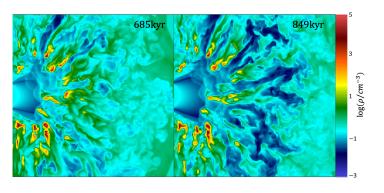


図 4: ガス密度分布推移 (t=685kyr, 849kyr)

$\frac{L_w}{(\text{erg s}^{-1})}$	M	v_w (c)	r_A (kpc)	$\frac{\rho_c}{(\text{cm}^{-3})}$	$\frac{\rho_h}{(\text{cm}^{-3})}$	$T_{c,max}$ (K)	T_h (K)	r_c (kpc)
10 ⁴⁴	1	0.03	0.1	100	0.3	10^{4}	10^{7}	0.5

表 1: シミュレーションの各設定値。左から AGN-wind のパワー、内部マッハ数、注入半径、warm ガスの平均個数密度、hot ガスの個数密度、warm ガスの上限温度、hot ガスの温度、warm 領域半径を示す。

4 Discussion

今回のテスト計算で確認したい事柄は、以下の 2点である。

- 1. コードがの挙動は正常か
- 2. 設定した計算領域の大きさ、及びタイムスケールの長さは適切か

コードが正常に挙動していることは、各タイムステップにおける物理現象の様子から確認できた。したがって本章では計算領域の大きさ、並びにタイムスケールの長さについて評価する。図4は計算領域内の平均密度、運動量、運動エネルギーの時間変化、すなわち AGN フィードバックの時間推移を示したものである。各成分は wind の注入によって急激に増加し、固有のピークを経て、時間とともに減少していく。銀河内のクラウドが AGN-wind によって分散されるかどうかはピークの大きさによって決定されるため、シミュレーションには各ピークの挙動を十分に確認できるだけのタイムスケールが求められる(Graham 2012)。したがって本テスト計算で設定したタイムスケールは、十分な長さを持つと言える。

次に計算領域の大きさを評価する。図4より、シミュレーション経過時間が600kyrを超えたあたりで、クラウドの一部が計算領域外に流出していることが確認できる。クラウドの流出は、領域内の運動量・運動エネルギー総量が不自然に減少する原因となり、図4に示したようなフィードバックの推移に大きな影響を与える可能性がある。したがって、今回のテスト計算では計算領域の拡大・調整が課題となった。

Reference

Harrison, C. M. 2017, Nature Astronomy, 1, 0165

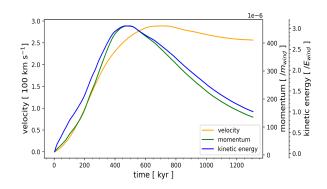


図 5: 計算領域内に存在するガスの平均速度・運動量・運動エネルギーの時間推移を示す。ただし、ガス密度による加重平均をとっている。また、それぞれの数値は AGN-wind の速度、及び注入された総運動量・総運動エネルギーで規格化した。

McConnell, N. J., & Ma, C.-P. 2013, Astrophys. J., 764, doi:10.1088/0004-637X/764/2/184

Negri, A., & Volonteri, M. 2017, MNRAS, 467, 3475

Sutherland, R.S., & Dopita, M.A. 2017, ApJS, 229, 34King, A. 2003, ApJ, 596, L27

Colella, P., & Woodward, P. R. 1984, J. Comput. Phys., 54, 174

Wagner, A. Y., & Bicknell, G. V. 2011, ApJ, 728, 29

Wagner, A. Y., & Bicknell, G. V., Umemura, M. 2012, ApJ, 757, 136

Lewis, G. M. & Austin, P. H. 2002, in 11th Conference on Atmospheric Radiation, ed. G. H. Smith & J. P. Brodie, American Meteorological Society Conference Series 123–126

Mignone, A. & Zanni, C. & Tzeferacos, P. & van Straalen, B. & Colella, P. & Bodo, G. 2012, ApJS, 198, 7

Graham, A. W. 2012, ApJ, 746, 113

銀河 a10

次元削減を用いた銀河の物理量の推定

名古屋大学大学院 理学研究科 岩崎 大希

次元削減を用いた銀河の物理量の推定

岩崎 大希 (名古屋大学大学院 理学研究科)

Abstract

スペクトルエネルギー分布 (SED:Spectral Energy Distribution) は銀河の星形成史、恒星の金属量、星の種類、含まれる恒星の全質量、ガスやダストの状態や量、といった物理量を反映している。そのため銀河の物理を理解するために SED は必要不可欠である。本研究では the Sloan Digital Sky Survey (SDSS) によって調査された銀河のスペクトルにニューラルネットワークを用いた教師なし学習による次元圧縮を行う解析方法を試みた。結果としてスペクトルのデータから抽出した潜在変数は星形成率,恒星質量といった銀河の重要な性質と相関があること,そして潜在変数から推定される物理量が SED fitting で求めた結果と一致することがわかった。

1 Introduction

銀河を構成する数百億個から数千億個の恒星と星 間物質は銀河の性質を理解する上で重要な役割を果 たす。それらの放射の寄与からなる波長の関数とし ての電磁波の強度分布である SED は銀河の物理と 密接に関係している。銀河の重要な物理量を推定す るために SED は必要不可欠である。だが、観測か ら得られたバンド毎のデータのみで、全波長におけ る SED を推定することは難しい。観測されていな い波長帯の SED を求めるためには、データに最も 適合する SED モデルを見つけ出す SED fitting を 行う。 しかし、この手法にはあらかじめ様々なパラ メーターやモデルを仮定しなければならず、計算コ ストがかかるという問題点が存在する。本研究では, ニューラルネットワークを用いた教師なし学習によ り高次元データを低次元平面へ圧縮するデータの解 析方法を試みた。圧縮されたデータは潜在変数と呼 ばれ、高次元データの重要な特性を表す。次元削減 で広く用いられている主成分分析 (PCA) は線形変換 後のデータの分散を最大にするような合成変数を作 る手法であるが、等級、形態、大きさ、赤方偏移と いった銀河の多くの情報を単純な線形関係だけで説 明することは現実的でない。本研究で用いる手法は PCA と違い観測データと潜在変数間の非線形の関係 を捉えることができる (Portillo et al 2020)。 教師な し学習とは、学習データに正解を与えない状態で学 習させる学習手法であり、人間による仮定なしに機 械自らデータに存在する特徴を探し出すことができる。この手法による解析は時間を要するが、一度学習することで将来期待される大規模な天体データに対して高速処理が可能となる (Hemmati et al. 2019)。観測データを低次元に圧縮することで可視化が可能となり、データの解釈を容易にする。今回は観測されたスペクトルに教師なし学習による次元圧縮を試み、得られた潜在変数が赤方偏移、恒星質量、星形成率といった銀河の特性とどのように相関を持つのか、潜在変数からそれらの特徴量が推定可能なのかを議論した。

2 Methods

2.1 Neural Network

ニューラルネットワークとは、図1に示すように 脳内の神経細胞 (ニューロン) のネットワーク構造を 模した数式モデルで表したものである。入力層,隠れ層,出力層から成り立っている。入力値と出力値 に対する損失関数を最小化する重み w を学習することで非線形変化を含む複雑な関数を表現することができる。

2.2 Autoencoder

Autoencoder(AE) はニューラルネットワークを用いた教師なし学習の一種であり、入力されたデータ

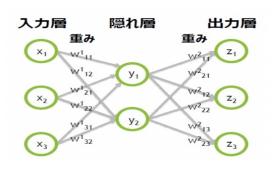


図 1: Neural Network の模式図

を一度圧縮し、重要な特徴量だけを残した後、再度も との次元に復元処理をするアルゴリズムである。入 力値 x と出力値 x' に対する損失関数

$$\mathcal{L}(x, x') = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} ||x_i - x_i'||^2$$
 (1)

を最小化するように学習することで図1で示すよう に隠れ層で入力値の特徴を表現した潜在変数を抽出 することができる。

3 Data

3.1 Catalogs

GSWLC は GALEX, SDSS, WISE の観測データが含まれたカタログである。SDSS の赤方偏移 z が 0.3 未満における約 70 万個の銀河の物理量が含まれている。本研究では SDSS の 90%をカバーしている GSWLC-X2 を用いており、紫外線と可視光、中赤外線 $(22\mu m)$ も含めた CIGALE (Boquien et al. 2019) による SED fitting から星質量と SFR が推定されている

RCSED は *GALEX* (Galaxy Evolution Explorer),SDSS,UKIDSS (The UKIRT Infrared Deep Sky Survey) のデータから作成した、紫外から近赤外の銀河のスペクトルエネルギー分布と光学スペクトルのデータが含まれている。

Galaxy Zoo Project は 10 年以上にわたり, ボランティア 100,000 人以上の協力もと 900,000 個以上の銀河画像が視覚的分類したデータを提供している。

3.2 Sample Selection

本研究では、上記の GSWLC, RCSED, Galaxy Zoo Project を組み合わせたものから 0.01 < z < 0.22, S/N > 15 以上の 239659 個の銀河の 80%を訓練データ、20%を検証データとして分析に使用した。

3.3 Preprocessing

今回使用したデータは 3780Å~9270Å の範囲において平均 1.4Å 刻みで観測されたものである。それをきも 3816Å ~ 8318Å の範囲において等間隔で 1000 個の入 データにリサンプルした。これを行うことで元のデータよりも刻み幅が大きくなるので小スケールの情報は失うことになるが元データの情報をある程度保持したまま計算コストを下げることができる。その後エラーの大きい箇所をマスクし、その箇所を iterative PCA で再構築した。

4 Results

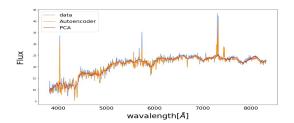


図 2: AE によるスペクトルの再構築

図2からAEを用いた教師なしニューラルネットワークにより、輝線などもある程度再現できており、図3からAEはPCAと比べて全体的に再構築誤差が小さく、特にその差は潜在変数の数が大きいほど顕著であることがわかる。本研究で用いた手法では潜在変数間の情報が独立とは限らないため、解釈が困難である。解釈を容易にするために、潜在変数が正規分布に従うように制約を付け加えた Variational Autoencoder (VAE; Kingma& Welling 2013)を用いて抽出した10個の特徴量にPCAを実行した。そうして得た二つの変数、潜在変数1と潜在変数2で全

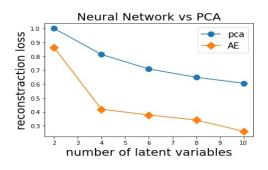


図 3: 再構築誤差 (残差二乗平均) の比較。潜在変数の数が 2 の時の PCA の再構築誤差が 1 になるように規格化した

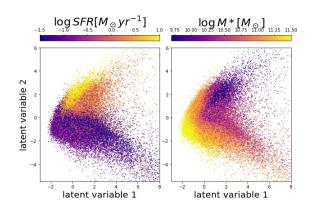
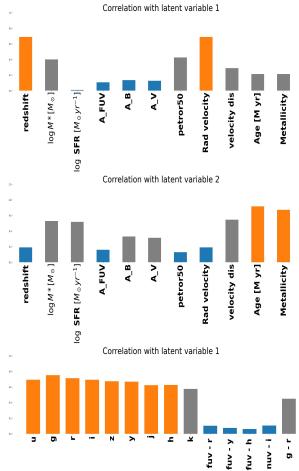


図 4: 特徴量空間での星形成率と恒星質量の分布

	\mathbb{R}^2	RMS
赤方偏移	0.972	0.0077
恒星質量 [M _☉]	0.859	0.174
星形成率 [M _⊙ yr ⁻¹]	0.384	0.535
金属量	0.658	0.121
年 [Myr]	0.882	1980
半径速度 [km s ⁻¹]	0.972	2290

表 1: Xgboost regressor,Lgbm regressor, Extra tree regressor の三つの推定器のアンサンブル学習による赤方偏移,恒星質量の予測結果。 R^2 は決定係数,RMS は残差二乗平均平方根を表す

体の 72% (潜在変数 1:41% 潜在変数 2:31%) の分散を説明することができる。図 4,図 5,図 6 から潜



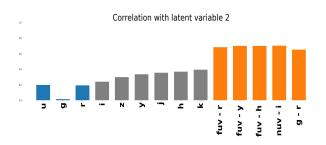


図 5: 物理量と潜在変数 1, 潜在変数 2 との相関係数の絶対値

在変数 1, 潜在変数 2 は銀河の重要な物理量との間に 相関があることがわかる。表 1 は VAE を用いて計算 した 10 個の潜在変数から決定木を用いて回帰を行う 3 つの推定器のアンサンブル学習により赤方偏移等 の物理量を予測した結果である。特に赤方偏移, 半径

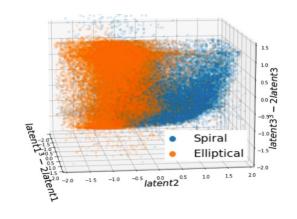


図 6: 特徴量空間での楕円銀河と渦巻き銀河の分布

速度に関しては高い精度で予測できていることがわかる。また同じ特徴量から楕円銀河か渦巻き銀河かを分類したところ,分類の正解率は 87% であった。 図 $2 \sim 図$ 6, また表 1 からニューラルネットワークを用いた教師なし学習で抽出した潜在変数が銀河の特性を表す能力があることを示している。

5 Discussion

これまでの結果より, 重要な銀河の性質と潜在変 数との間には密接な関係があることがわかった。図 7は潜在変数 1、潜在変数 2を増加させた際に、再構 築されるスペクトルをプロットしたものである。潜 在変数1を変化させると、全体の形を保ったまま v 軸方向正の向きに移動していることがわかる。また 図5より特に全体の41%の分散を占める潜在変数1 は赤方偏移, $u \sim k$ バンドの等級全てと高い相関を持 つことがわかる。このことから潜在変数1は銀河の 光度と関係を持つと解釈することができる。また潜 在変数 2 を変化させると約 5000Å を境に両側でス ペクトルの傾きが変化していることがわかる。そし て、図5より潜在変数2は短波長と長波長側のフラッ クスの差と恒星質量, 星形成率, 銀河の年齢, 金属 量と高い相関を持っている。このことから潜在変数 2は4000Å ブレイクと関係していると考えられる。 4000Å ブレイクとは 4000Å 付近を境に長波長側から 短波長側への急激なスペクトルの落ち込み(ブレイ ク) のことであり、4000Å より短波長側の多くの金

属元素(鉄やマグネシウムなど)による吸収線が集中している時に、このように顕著なブレイクが見られる。星の年齢と金属量が大きいほど、吸収線が強くなり、4000Åブレイクの強さも増大する傾向があるので潜在変数2と共通の特徴を持つことがわかる。

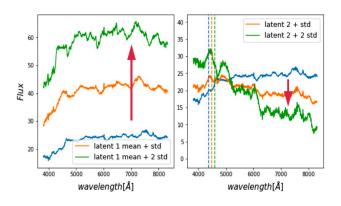


図 7: ある銀河における 2 つの潜在変数に標準偏差を加えて再構築したスペクトル。右の図の点線は潜在変数から推定器を用いて予測した赤方偏移において 4000Å に対応する波長を表す

6 Conclusion

本研究では、教師なしニューラルネットワークにより、銀河のスペクトルの情報を低次元に圧縮することができた。そして再構築誤差は広く用いられている PCA と比べて優れていた。銀河のスペクトルから得た潜在変数は銀河の重要な性質と相関を持ち、赤方偏移、恒星質量、星形成率、形態を推定できることがわかった。

Reference

Portillo, K. N. S., et al. 2020, AJ, 160, 45
Hemmati, S., et al. 2019, ApJ, 881, L14
Chilingarian, I. V., et al. 2017, ApJS, 228, 14
Salim, S. et al. 2018, ApJ, 859, 11
Lintott, C. J., et al. 2008, MNRAS, 389, 1179
Kingma, D. P. et al., 2013, arXiv:1312.6114

銀河 a11

Subaru/HSC SSP 可視光サーベイと VLA/FIRST 電波 カタログを用いた 29 天体の radio-loud dust obscured galaxies の発見

東北大学大学院 理学研究科 福地 輝

Subaru/HSC SSP 可視光サーベイと VLA/FIRST 電波カタログを 用いた 29 天体の radio-loud dust obscured galaxies の発見

福地 輝 (東北大学大学院 理学研究科)

Abstract

1 Introduction

Supermassive black holes (SMBHs) が物質の降着 を通して成長する際、重力ポテンシャルエネルギーの 一部を radiation という形で放出し $(L_{AGN} = \eta \dot{M}c^2)$ 、 Active galactic nuclei (AGN) として多波長で明るく 輝く。この AGN のうち 15-20%は電波でも明るく輝 き、電波銀河と呼ばれる。電波銀河では AGN からの 相対論的スピードのガス噴出 (Jet) におけるシンクロ トン放射等により電波で明るく光っていると考えられ ている。この Jet は銀河スケールに渡り噴出されてお り、銀河進化・成長に大きな影響を及ぼしていると思わ れる。この根拠の一つは大質量銀河 $(M_{\star} \geq 10^{11} \ M_{\odot})$ の星質量とダークマター質量の比 $(M_{\star}/M_{\rm DM})$ が宇 宙のバリオンフラクションから予想される値よりも 小さいことである (e.g., Kormendy & Ho 2013)。こ れは AGN Jet による継続的加熱によりガスの冷却・ 星形成を阻害することでガスが熱い状態のまま存在 しているからだと予想されている (e.g., Fabian, A.C. 2003)。このことは Jet が SMBH への降着率: エディ ントン比 $(\lambda_{\rm Edd} \equiv L_{\rm AGN, bol}/L_{\rm Edd})$ が 0.01 以下の低 降着率な系で噴出されやすいというモデル¹と、重た い系ではすでに成長が緩やかで $\lambda_{\rm Edd} < 0.01$ を持ち やすいという観測結果により支持されている。この ように SMBH 降着率が低く重たい系における Jet と その影響が議論される一方で、 $\lambda_{\rm Edd} > 1$ のスーパー エディントン期2でも放射圧による加速と厚い円盤・ 磁場による噴出物の収縮等で Jet が生成されやすく なると予想されている (Ohsuga et al. 2009)。 す なわち、急速に成長中の若い SMBH も Jet と放射圧 を通して、銀河進化に大きな影響を与える可能性が ある。このような急速に成長中の SMBH を調べる上 で、dust obscured galaxies (DOGs: e.g., Toba et al. 2015; Noboriguchi et al. 2019) は理想的な天体であ る (図1)。2 つのガスリッチな銀河の major merger では SMBH ヘガスが効率的に降着すると考えられ る。一方で、母銀河と SMBH がこのように急速に成 長する際、これらはダストに覆われ可視光で暗く赤

 $^{^{1}\}lambda_{
m Edd} < 0.01$ の SMBH では高温の分厚い降着円盤が形成され (ADAF: advection dominated flow)、ガス圧による粒子加速と分厚い円盤と磁場による噴出物の絞りを行うことができると期待される。

 $^{^2}$ 降着方向と放射方向の非対称性によりエディントン限界を超えることは可能である。

外線で明るく光ることで、可視光での探査を困難にしている。近年、深くかつ広い範囲を観測した Subaru Hyper Suprime-Cam (HSC)-Subaru Strategic Program (SSP) の wide-field データと赤外線のアーカイブデータ (ALLWISE) を使用して、DOGs が効率的に取得された。DOGs は可視光 HSC i バンドと中間赤外線 WISE W4-band (22 μ m) での AB 等級の差が (i-[22]) > 7 と定義され、近傍の星形成銀河やAGN では得られないほどの赤さを持つ (Dey et al. 2008; Toba et al. 2015)。このことから DOGs はガスリッチな銀河の合体で生じ、SMBH への高い降着率を持つと期待される。中には降着率が $\lambda_{\rm Edd}$ > 1 を超え、理論的に予想されているような強い Jet 生成をしているのではないかと考えられる (図 1)。

本研究ではこの HSC-WISE DOGs と VLA/FIRST、VLA sky survey (VLASS) 電波カタログとのクロスマッチングをすることで急速に成長する天体における Jet 噴出が起こりうるのか、そして母銀河への影響はあるのか調べることを目的として行った。

2 Sample: HSC-WISE DOGs with radio detection

本研究ではまず S19A HSC/SSP wide-field data における clean sample 約 5000 万天体と ALL-WISE $22\mu \text{m}$ で S/N ≥ 3 を持つ clean sample 1000 万天体との 3 arcsec クロスマッチングを行い、(i-[22]) > 7 を満たす DOGs 1339 天体を取得した³ (Noboriguchi et al. 2019, in prep.)。次にこの HSC-WISE DOGs 1339 天体と VLA/FIRST カタログの clean sample 69 万天体との 1 arcsec クロスマッチングを行い、29 天体を得た (うち 21 天体は VLASS でも検出されていた)。

図 1: AGN jets がガスリッチ銀河の合体等に伴うスーパーエディントン期に放出されるというシナリオの模式図。

2.1 Radio Loudness

29 天体の radio-loud DOGs の電波画像は FIRST と VLASS 共に分解できておらず 4 、まだ十分に広がっていない若い Jet を持つことが示唆される。 Radio loudness は電波と可視光でのフラックスデンシティーの比等により AGN Jet パワーと放射エネルギーの比を表すことで、このような電波が分解できていない天体における電波放射の起源を知る手助けとなる。本研究では、電波 1.4 GHz と可視光 i-band でのフラックスデンシティーの比 $\log R_{{\rm obs},i} = \log(f_{1.4{\rm GHz}}/f_{i}\ {\rm band})$ (e.g., Ivezić et al. 2002) を使用する。一般的に $\log R_{{\rm obs},i} \geq 1$ である天体は radioloud な天体と呼ばれ、Jet を放出していると期待される。図 2 のように上記の 29 天体は全てこの基準を満たしている。よって以後、radio-loud DOGs と呼ぶ。

DOGs が SMBH への高降着率を持つと期待されることを考えると、この radio-loud DOGs の存在は一般的な $\lambda_{\rm Edd} < 0.01$ における Jet とは異なるメカニズムでの Jet 生成機構があることを示唆している。また、29 天体の radio-loud DOGs は電波光度 $L_{1.4{\rm GHz}}=10^{24-26.5}~{\rm W~Hz^{-1}}$ を持ち、星形成に伴う電波放射では説明が難しいことがわかった 5 。

Gas-rich

Gas-rich

Merger

Gas-rich

DOGs

Star-forming

Jets at \(\lambda_{Ead} \rangle 1 \)

AGN ON

DOGs

 $^{^3}$ WISE とのマッチング前に空間分解能の良い近赤外線観測 VIKING と 1 arcsec クロスマッチングを行い、DOGs の基準を満たす可能性のある $i-Ks\geq 1.2$ というカラーセレクションを課している。これにより空間分解能の悪い WISE とクロスマッチを行う際に WISE の分解能内に数多く存在する HSC 天体が誤って選択される可能性を抑えている (Toba et al. 2015)。

 $^{^4{\}rm FIRST}$ と VLASS はそれぞれ 5 arcsec と 2.5 arcsec の空間分解能を持つ。1 arcsec は赤方偏移 1 において約 8 kpc であっ

 $^{^5}$ 超新星残骸内でのシンクロトロン放射等に伴う電波放射では $L_{1.4{\rm GHz}}=10^{24}~{\rm W~Hz^{-1}}$ に達するためには星形成率 $\sim300~M_{\odot}~{\rm yr^{-1}}$ が必要である。

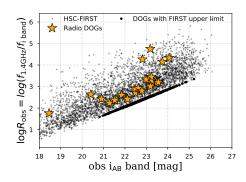


図 2: HSC-WISE DOGs の radio loudness と i バンド等級の関係。HSC-FIRST の全体サンプルは灰色でプロットしている(Yamashita et al. 2018)。 VLA/FIRST で検出された全ての DOGs は FIRST の観測が浅いために電波銀河 $(\log R_{\mathrm{obs},i} \geq 1)$ に分類される。

3 SED Fitting using CIGALE

次に、これらの radio-loud DOGs について SED フィッティングにより AGN 成分と母銀河成分に分離し、AGN 光度 $(L_{\rm AGN,bol})$ や星質量 (M_{\star}) を見積もる。そして、これらの物理量から radio-loud DOGs がエディントン限界に達する天体であるのか調べていく。ここで SED フィッティングには HSC で得られた測光赤方偏移 $({\rm DNNz})$ と CIGALE 2022.0 を使用した6。観測データとしては HSC、VIKING、WISE、遠赤外線の AKARI と IRAS データ、約 13%の天体については H-ATLAS アーカイブデータを取得した。

4 Results: Eddington ratio

可視光スペクトルがなく SMBH 質量の測定ができないため、本研究ではエディントン比の指標となる specific black hole accretion rate (sBHAR)= $L_{\rm AGN,bol}/M_{\star}$ erg s $^{-1}$ M_{\odot}^{-1} (e.g., Mullaney et al. 2012) を求めた。ここで SMBH 質量が M_{\star} に比例するとすると sBHAR = $L_{\rm AGN,bol}/M_{\star} \propto L_{\rm AGN,bol}/M_{\rm BH} \propto \lambda_{\rm Edd}$ である。

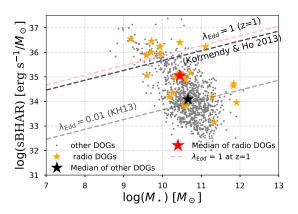


図 3: sBHAR vs. M_{\star} 。オレンジで示した radio-loud DOGs 23 天体のうち 8 天体の降着率がエディントン 限界に達していることが示されている。

図 3 は 8 天体の radio-loud DOGs (orange star) がエディントン限界付近の降着率を持ち得ることを示している。ここで図 3 では $\sigma_{\text{photo}-z}/\text{photo}-z < 0.2$ という信頼できる photo-z を持つ 7 約 1000 天体の other DOGs と 23 天体の radio-loud DOGs のみをプロットしている。SMBH 質量としては M_{\star} と M_{BH} のスケーリング則 (Kormendy & Ho 2013) を用いた。

また、21 天体の radio-loud DOGs は FIRST (1.4 GHz) と VLASS (3 GHz) で検出されているためバンド間のスロープ α ($F_{\nu} \propto \nu^{-\alpha}$) として定義される Spectral index を求めることができる。この値は半数程度が典型値 α =0.7 よりも小さく、広がった Jet や星形成に伴う電波放射では見られない、若い Jet の特徴を示していた 8 。これら二つの結果は電波放射が Jet 起源であり、スーパーエディントンという大量のガス・ダストが SMBH 周りに存在する系における Jet 噴出の存在を支持する。

4.1 Spec-z source with $\lambda_{\rm Edd} > 1$

29 天体のうち赤方偏移 0.236 に位置する 1 天体のみ SDSS によって可視光スペクトルが得られていた。この天体の可視光スペクトルは母銀河放射により支配され、中間赤外線で非常に明るいという 2 型 AGN

⁶CIGALE では simple stellar populations・多様な星形成史 (SFHs) と AGN 放射に基づき composite stellar/AGN スペクトルを作成し、観測データと比較することで最もらしいパラメータセットを得ることができる。

 $^{^{7}\}sigma_{\mathrm{photo}-z}$ は photo-z の standard deviation である。 8 Jet が濃いガス中を通過するような初期段階 or ダストが多

い系ではシンクロトロン自己吸収等が高周波数で効き、スロープ (α) がフラットもしくは負になり得る。

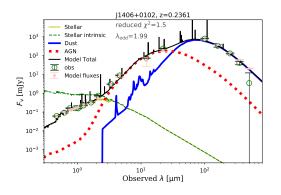


図 4: Spec-z がある天体の SED フィッティング結果。

を持つと考えれる。図4にSEDフィッティングによ り得られた各成分の SED を示している。SMBH 質量 を SED フィッティングから得られた M_{\star} より推定し、 エディントン比を求めると $\lambda_{Edd} = 2$ とエディントン 限界を超えていた。この天体の HSC 画像では合体に 伴う潮汐が見られ、合体により SMBH への降着促進 と Jet 活動が引き起こされていることが示唆される。 この天体も FIRST や VLASS で分解できていない が、spectral index は 0.2 とフラットであった。また、 Kennicutt (1998) に基づいて母銀河 Dust 光度 L_{dust} から星形成率を SFR = $L_{\rm dust}/(2.2 \times 10^{43} \text{ erg/s})$ と して求めると SFR = $200~M_{\odot}~{
m yr}^{-1}$ であった。こ の高い星形成率から Jet や放射フィードバックはま だ母銀河成長を抑制していないと考えられる。一方 で、可視光スペクトルは強いアウトフロー成分を持 ち、その速度幅は $v_{\text{O[III],broad}} = 1500 \text{ km s}^{-1}$ であっ た。これはこの天体について得られた母銀河星質量 $M_{\star}=10^{10}~M_{\odot}$ における脱出速度を上回っており、 母銀河進化に大きな影響を与え得ることが示唆され る。しかし、電波画像が分解できていないことによ り、Jet と母銀河との相互作用についての理解は得ら れないため、空間分解した多波長での追観測が必須 である。

5 Discussion and Future Work

図 3 を見るとエディントン比が $0.01 < \lambda_{\rm Edd} < 1$ に radio-loud DOGs が多数存在している。この起源の一つとして、スーパーエディントン期に放出された Jet 等の活動による SMBH への降着率の低下が挙げられ

る。このシナリオでは AGN 中間赤外線放射はスーパーエディントン期より暗くなっているが $t \geq \mathrm{Myr}$ スケールで明るい電波 Jet はまだ輝いているという状態を見ていると考えれる。この仮定に基づくと、全ての radio-loud DOGs (RD) に対するスーパーエディントン radio-loud DOGs の数比とタイムスケールの関係 $N_{\mathrm{superEdd.RD}}/N_{\mathrm{RD}} = t_{\mathrm{superEdd.RD}}/t_{\mathrm{RD}}$ からスーパーエディントン期の継続時間に $t_{\mathrm{superEdd.RD}} = 3.5-18$ Myr という制限をつけられる。ここで、典型的に電波で明るいタイムスケールは $t_{\mathrm{RD}} \sim 10-50$ Myr であることを使用した。

さらに、より深い電波観測によりエディントン比が1を超えた other DOGs が多数存在する理由や、赤方偏移の測定を含む可視光-近赤外線スペクトルの観測によるエディントン比の見積もりの正確性向上、母銀河との相互作用を知るために空間分解した追観測を行なっていく必要がある。

6 Conclusion

S19A HSC-WISE DOGs と VLA/FIRST・VLASS サンプルをクロスマッチングすることで、29 天体の radio-loud DOGs を発見した。信頼できる photo-z を持つ 23 天体のうち、8 天体が エディントン限界付近の SMBH 降着率を持ち、スーパーエディントン期において Jet が噴出されるという可能性を支持する 結果が得られた。

Reference

Dey et al. 2008 ApJ, 677 943D

Fabian, A.C. 2012 ARA&A, 50, 455

Ho, L. C. 2008 ARA&A, 46, 475H

Ichikawa, K. & Inayoshi, K. 2017 ApJ, 840L, 9I

Ivezić et al. 2002 ApJ, 124, 2364

Kennicutt, Robert C., J. 1998, ApJ, 498, 541

Kormendy, John & Ho, Luis C. 2013 ARA&A, 51, 511K

Noboriguchi et al., 2019 ApJ, 876, 132N 201

Ohsuga et al., 2009 PASJ, 61L, 7O, 2009

Toba et al., 2015 PASJ, 67, 86T 2015

銀河 a12

 $z\sim 6$ におけるクェーサーのダークマターハロー質量 に対する観測的制限

東京大学大学院 理学系研究科 有田 淳也

$z\sim 6$ におけるクェーサーのダークマターハロー質量に対する観測的制限

有田 淳也 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

銀河とその中心に存在する超大質量ブラックホールは互いに影響を与えながら進化すると考えられており、両者の質量は正の相関があることが知られているが、この相関の起源はわかっていない。この関係を理解するうえでブラックホールが母銀河に与えるフィードバックは重要であり、母銀河のダークマターハローの質量はその物理モデルの検証に用いることができる重要な物理量である。クェーサーの空間情報からダークマターハロー質量を推定することができるクラスタリング解析は質量測定の有効な手法のひとつであるが、高い数密度のクェーサーサンプルを必要とするためこれまで z>4 におけるクェーサーのクラスタリング解析は困難であった。しかし、近年のすばる望遠鏡の Hyper Supreme-Cam の戦略枠サーベイを用いた高赤方偏移クェーサーの探査により $z\sim6$ において高い数密度でクェーサーが検出され、我々はこのサンプルを用いて $z\sim6$ におけるクェーサーのクラスタリング解析を初めて実行した。幅広い等級のクェーサーサンプルを構築し、2 体相関関数を計算することで $z\sim6$ のクェーサーは $5.4^{+7.3}_{-4.2}\times10^{12}~h^{-1}M_{\odot}$ のダークマターハローに存在することが明らかになった。この質量からはクェーサーのフィードバックは少なくとも $z\sim6$ の宇宙においては非効率的であり、活動期を過ぎた後も成長を続けている可能性があることが示唆された。

1 Introduction

すべての銀河の中心には超大質量ブラックホール (SMBH) が存在することが知られている。SMBH によって駆動されている銀河中心の極めて明るい領域は活動銀河核 (AGN) と呼ばれ、母銀河と互いに影響を与えながら進化すると指摘されている (共進化)。AGN の中でも最も明るい部類のものはクェーサーと呼ばれ、高赤方偏移でよく観測されている。そのため、クェーサーは遠方宇宙での共進化を考察する上で重要な天体である。クェーサーのダークマターハロー (DMH) の質量はクェーサーから母銀河への影響を評価できる重要な物理量のひとつであり、より高赤方偏移での DMH の質量に対する制限はクェーサーの活動性や母銀河への影響の大きさをより強く制限することにつながる。

DMH の質量を推定する手法の一つにはクラスタリング解析があり、この手法を用いて様々な赤方偏移における DMH の質量が評価されてきた。高赤方偏移では Shen et al. (2007) や Timlin et al. (2018) は SDSS で検出されたクェーサーを、Eftekharzadeh et al. (2015) は BOSS で分光観測されたクェーサーを用いた解析を行っている。それらを含む結果を図

1に示すが、いずれの解析も赤方偏移がz < 4 に限られており、それ以遠の宇宙ではフィードバックに強い制限を与えることはできていない。z > 4 のクェーサーを用いたクラスタリング解析は十分な数密度でクェーサーが検出されていなかったために困難であったからである。

しかし、すばる望遠鏡に搭載された広視野かつ高感度の撮像装置 Hyper Supreme-Cam (HSC) の登場により $z\sim 6$ のクェーサーを十分暗いものまで探査することが可能になった。HSC の戦略枠サーベイ (HSC-SSP) を用いた高赤方偏移クェーサーを探査するプロジェクト SHELLQs (Subaru High-z Exploration of Low-Luminosity Quasars) によって、SDSS と比較して 10 倍以上の数密度で $z\sim 6$ のクェーサーが検出された (Matsuoka et al. 2022)。そこで本研究ではSHELLQs で検出されたクェーサーを用いて初めて $z\sim 6$ におけるクラスタリング解析を実行し、DMHの質量の制限を試みた。

本研究では flat $\Lambda {
m CDM}$ 宇宙論を仮定し、宇宙論パラメータとして $h=0.7,\Omega_M=0.3,\sigma_8=0.84$ を採用する。また、以下で言及される距離はすべて共動距離を表す。

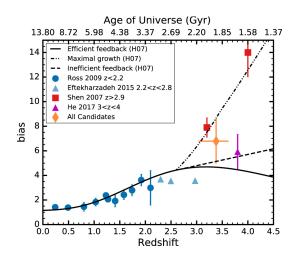


図 1: クェーサーを用いたクラスタリング解析の先行 研究。Timlin et al. (2018) より転載。

2 Data

本解析に使用するのは SHELLQs で検出されたク ェーサーである。SHELLQs では現在までに 162 個の クェーサーが新たに検出されている (Matsuoka et al. 2022)。しかし、本解析ではサンプルの一様性のため に HSC-SSP S20A 領域で検出された $z \le 6.5$ の 1 型 クェーサーのみを使用した。また、領域の端やマス ク周辺のクェーサーもサンプルから除外した。最終 的に有効面積 $\sim 880~{\rm deg^2}$ の領域中の $96~{\rm doo}$ のクェー サーをサンプルとした。これに加えて、SHELLQsで カバーされているクェーサーおよび HSC-SSP 領域を 網羅するサーベイから抽出された明るいクェーサー の合計 13 個をサンプルに追加した。以上のように明 るいサンプルも追加することで幅広い等級のサンプ ルを構築した。クェーサーのクラスタリング強度は クェーサーの光度にほとんど依存しない (Lidz et al. 2006) ため、明るいクェーサーを追加したことによる DMH の質量推定に対する影響は無視することがで きる。サンプルクェーサーの等級分布は図2に示す。

3 Analysis

クラスタリング解析は天体の空間分布を定量的指標である2体相関関数を用いることでDMHの質量を評価する手法である。解析に使用するサンプルはす

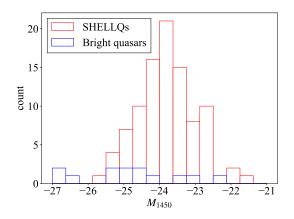


図 2: サンプルクェーサーの絶対等級分布

べて分光同定されており、その赤方偏移によりクェーサーと観測者の間の共動距離を得ることができる。したがって、本研究ではこれらのクェーサーの3次元空間上の位置情報を用いて2体相関関数を推定した。2体相関関数の評価にはLandy & Szalay (1993)で提案された以下の式を用いた。

$$\xi(r) = \frac{DD(r) - 2DR(r) + RR(r)}{RR(r)} \tag{1}$$

ここで、DD, DR, RR はそれぞれある距離 r だけ離れたデータ点とデータ点、データ点とランダム点、ランダム点とランダム点の全ペア数で規格化されたペアの数である。しかし、赤方偏移から得られる共動距離を用いる場合は赤方偏移歪みの影響を取り除く必要がある。そこでペアの距離を視線方向の距離 r_p とそれと垂直な方向の距離 π に分解し、2 体相関関数 ξ を r_p と π の関数とみなす。赤方偏移空間歪みは視線方向のみに影響を与えるため、(2) 式のように2 体相関関数 ϵ で積分することでその影響が取り除かれた相関関数 ϵ が得られる。

$$\omega_p(r_p) = 2 \int_0^{\pi_{\text{cut}}} \xi(r_p, \pi) d\pi \tag{2}$$

(2) 式中の積分区間の上端 $\pi_{\rm cut}$ は赤方偏移歪みの影響が十分小さくなるスケールであり、本解析では $\pi_{\rm cut}=80~h^{-1}{
m Mpc}$ とした。

また、2 体相関関数の誤差は Jackknife resampling (Zehavi et al. 2005) を用いて評価を行った。本研究では領域をk-means 法を用いて 93 分割し、1 領域を除いた計算を 93 回繰り返し、その分散を用いて誤差を評価した。

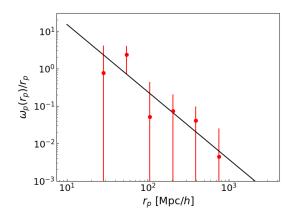


図 3: 相関関数の結果。赤点が (2) 式で計算された相関関数を示し、黒の実線がカイ二乗フィットさせた (3) 式の結果を示す。

また、相関関数 ω_p は power-law の関数形

$$\frac{\omega_p(r_p)}{r_p} = B\left(\frac{\gamma - 1}{2}, \frac{1}{2}\right) \left(\frac{r_p}{r_0}\right)^{-\gamma} \tag{3}$$

で表されることが知られている。ここで、B はベータ関数、 r_0 はクラスタリングのスケールを表す相関長である。指数 γ には一般に使用されている $\gamma=1.8$ を用いた。

(2) 式で計算した相関関数およびそれに (3) 式をカイ二乗フィットさせた結果を図 3 に示す。得られた相関長は $r_0=21.9\pm10\ h^{-1}{
m Mpc}$ であった。

4 Discussion

DMH の質量を推定するためにバイアスを評価する。バイアスbは8 h^{-1} Mpc のスケールにおけるクェーサーと背景のダークマターの密度揺らぎの比であり、それぞれの相関関数 $\xi_{\rm QSO}(r),\xi_{\rm DM}(r)$ を用いると

$$b = \sqrt{\frac{\xi_{\text{QSO}}(r = 8 \ h^{-1}\text{Mpc})}{\xi_{\text{DM}}(r = 8 \ h^{-1}\text{Mpc})}}$$
(4)

と表される。ここで、クェーサーの相関関数は相関 長を用いて $\xi_{\rm QSO}(r)=(r/r_0)^{-1.8}$ と表される。また、ダークマターの 8 $h^{-1}{\rm Mpc}$ のスケールにおける相関 関数は Myers et al. (2006) の式から計算することが できる。その結果、 $b=22.3\pm9.2$ が得られた。 次にバイアスから DMH の質量の推定を行う。バイアスの大きさと DMH の質量には正の相関があり、この関係は先行研究でモデル化されている。本解析では Tinker et al. (2010) で提案されたモデルを用いる。その結果、 $z\sim 6$ における典型的な DMH の質量は $5.4^{+7.3}_{-4.2}\times 10^{12}~h^{-1}M_{\odot}$ であると推定された。さらに 得られた DMH の質量と Extended Press-Schechter 理論を仮定して、z=0 における質量を計算したと $2\times 10^{14}~h^{-1}M_{\odot}$ にまで成長すると推定された。この質量は銀河団に匹敵し、 $2\sim 6$ のクェーサーはその赤方偏移において最も質量の大きい DMH に存在することが明らかになった。

本研究の結果と先行研究で得られているクェーサーの DMH の質量を図 4 に示す。z < 4 の先行研究の結果と比較すると z \sim 6 のクェーサーの存在する DMH の質量は同程度の大きさである。すなわち、z \sim 6 においてもクェーサーの発現する DMH の質量は z < 4 と同じであることが示唆される。また、得られたバイアスの値は図 1 においては Hopkins et al. (2007) が示したフィードバックモデルのひとつである Maximal growth と交わる。このモデルはクェーサーのフィードバックが非効率的であり、活動期を過ぎた後でもz \sim 2 までエディントン降着率で質量が成長し続けることを仮定している。

5 Summary

HSC を用いた遠方クェーサー探索プロジェクト SHELLQs の分光サンプルおよび同じ領域の明るいクェーサーのサンプルを用いて $z\sim6$ におけるクェーサーの 2 体相関関数を計算した。2 体相関関数の結果から相関長およびバイアスの値を計算し、クェーサーの DMH の質量を評価した。 $z\sim6$ においてはクェーサーは $5.4^{+7.3}_{-4.2}\times10^{12}~h^{-1}M_{\odot}$ の DMH に存在することが明らかになった。この大質量の DMH はz=0 では銀河団に匹敵する質量に成長すると予測され、 $z\sim6$ のクェーサーは極めて質量の大きい DMH に存在すると示唆された。

今後はクェーサー周囲の銀河を用いて相互相関関数を計算し、さらに精度のよい DMH の質量の推定を目指すとともに、得られた DMH の質量からクェー

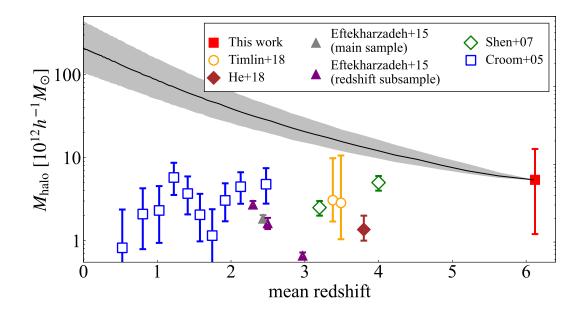


図 4: 本研究およびクラスタリング解析を用いた先行研究で得られた DMH の質量のプロット。実線および 灰色の領域は Extended Press-Schechter 理論による DMH の質量の赤方偏移進化の予測を示す。

サーの活動性を示す duty cycle を評価する。また、HSC-SSP 領域のクェーサーのコンプリートネスを調べ、より一様なサンプルを構築し、確実なクラスタリングシグナルの検出を目指す。

Zehavi, I., Zhengm Z., Weinberg, D. H., et al. 2005, ApJ , 630, 1

Reference

Eftekharzadeh, S., Myers, A. D., White, M., et al. 2015, MNRAS, 453, 2779

Hopkins, P. F., Lidz, A., Hernquist, L., et al. 2007, ApJ, $662,\,110$

Landy, S. D., & Szalay, A. S. 1993, ApJ, 412, 64

Lidz, A., Hopkins, P. F., Cox, T. J., & Robertson, B. 2006, ApJ, 641, 41

Matsuoka, Y., Iwasawa, K., & Onoue, M., et al. 2022, Astrophys. J., Suppl. Ser., 259, 18

Myers, A. D., Brunner, R. J., Richards, G. T., et al. 2006, ApJ, 638, 622

Shen, Y., Strauss, M. A., Oguri, M., et al. 2007, AJ, 133, 2222

Timlin, J. D., Ross, N. P., Richards, G. T, et al. 2018, ApJ, 859, 20

Tinker, J. L., Robertson, B. E., Kravtsov, A. V., et al. 2010, ApJ, 724, 878

銀河 a13

広域X線観測で探る電波銀河の中心核構造

京都大学大学院 理学研究科中谷 友哉

広域X線観測で探る電波銀河の中心核構造

中谷 友哉 (京都大学 理学研究科 宇宙物理学教室 M1)

Abstract

銀河とその中心に存在する超大質量ブラックホール (Supermassive black hole; SMBH) の共進化は、現代天 文学の重要な未解決問題の一つである。この両者を結びつける鍵となるのが、SMBH への莫大な質量降着の 現場である活動銀河核 (Active Galactic Nuclei; AGN) である。特に, 質量供給源であるトーラスの構造を 母銀河の性質と関連づけて調査することは、SMBH と銀河の成長を理解する上で極めて重要である。その際、 高い透過力を持ちガスやダストを含む全物質の構造を調査できる X 線は強力な手段となる。実際, X 線を用 いた近傍 AGN のトーラス構造に関する調査は広く行われてきている (e.g., Ogawa et al. 2021)。 しかし、強 力な AGN ジェットを放出するため、AGN ジェットが及ぼす周辺環境へのフィードバックを考える上で不可欠 な種族である電波銀河のトーラス構造については、未だ系統的な調査がなされていない。そこで本研究では、 Swift/BAT による硬 X 線サーベイで検出された AGN の中で、X 線に対する電波強度の比が特に大きな天体 に着目した。先行研究によって SMBH 質量が求められている 9 天体について、X 線天文衛星 XMM-Newton, Suzaku, Swift, Chandra, NuSTAR による観測データを用いて, 広帯域 X 線スペクトル解析 (0.2 - 70 keV) を行った。現実的なクランプ状トーラスを仮定したモデル $ext{XCLUMPY}(ext{Tanimoto et al. 2019})$ を用いるこ とにより、 $extbf{$ar{2}$}$ 9 天体についてエディントン比 (SMBH 質量で規格化した $ext{AGN}$ 光度) とトーラスの幾何構造 (SMBH を囲む立体角)を推定した。その結果、これらの電波銀河は、同じエディントン比をもつ電波で明る くないセイファート銀河 (Ricci et al. 2017) と比べて、ほぼ同様のトーラス構造をもつと考えて矛盾しない ことが分かった。この事実は $_{
m (1)~AGN}$ ジェットの生成される条件はトーラスという $_{
m pc}$ スケールの周辺環 境と関連しないこと、(2)AGN ジェットによるトーラス領域への影響は無視できることを示唆する。

1 Introduction

現代天文学の大きな未解決問題の一つとして、銀河 とその中心の超大質量ブラックホール (SuperMassive black hole; SMBH) の共進化の機構がある。母銀河の バルジ (銀河中心付近の星が集まっている領域) 質量 とSMBH の質量との間に強い正の相関があることが 知られており (Magorrian et al. 1998), このことは空 間的スケールの違う両者が影響を及ぼしあいながら 共進化していることを示唆している (e.g., Kormendy & Ho 2013)。 しかしながら, 母銀河が SMBH の成長 にどの様に影響するのか、またその逆に SMBH から 母銀河へのフィードバックの詳細については未だ解 明されていない。これを理解する上で鍵を握るのが、 SMBH の成長現場である活動銀河核 (Active Galactic Nucleus; AGN) である。AGN は主に SMBH, 降着 円盤そしてそれらの周囲を覆うトーラスで構成され る。中でもトーラスは降着円盤への質量供給源であ

り、母銀河とSMBHを仲介する存在であるため、共進化において非常に大きな役割を果たしていると考えられている。また、電波銀河におけるSMBHの極近傍からは、母銀河の星形成に作用するとされる AGNジェットが放出されている (e.g., Fabian 2012)。これは電波銀河等でみられる銀河スケールの電波構造の起源とされている。

本研究の興味は、この AGN ジェットがトーラスの 形成、維持に何らかの影響を与えるのかということ である。そこで、本研究では AGN ジェットを有する 電波で明るい銀河の AGN に着目してトーラスの構 造を調べ、一般の AGN のトーラス構造に対して比較 を行うことでその特徴を明らかにすることを目的と した。

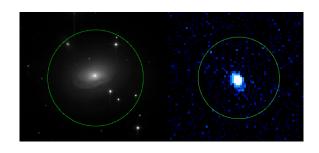


図 1: 対象天体の内の一つである 3C403 の, 左が HST による可視光画像, 右が Chandra による X 線画像。緑の円は半径 10 秒角 (~ 13 kpc) の範囲を表している。

2 Methods

一般に AGN からの放射はガスやダストによる吸収の影響を強く受ける。しかし,硬 X 線 $(>10 \, \mathrm{keV})$ は非常に高い透過力を持つため、AGN のトーラス構造を調査する上で強力な手段となる。そこで本研究では Swift/BAT 硬 X 線サーベイで検出されている AGN の中で,最も電波で明るく $(\log L_{\mathrm{Radio}}/L_{\mathrm{X}}>-2.7)$,トーラスによる視線上の吸収が大きい $(\log N_{\mathrm{H}}/\mathrm{cm}^{-2}>22$,二型 AGN) 9 天体を対象にした。これは大規模な電波構造を持つ AGN のサンプルであり,電波で明るくないセイファート銀河の AGN のトーラスとの比較をするという今回の目的に関して最適なものである。

2.1 X-ray Observations

AGN のトーラスの構造を正確に推定するため、軟 X 線 ($<10\,\mathrm{keV}$) で感度の高い X 線衛星 Chandra、 XMM-Newton、Swift、硬 X 線 ($>10\,\mathrm{keV}$) で感度の高い NuSTAR、そして軟・硬 X 線で同時に高感度の観測ができる Suzaku の 5 衛星のアーカイブデータを使用し、広帯域 X 線スペクトル解析 (0.2- $70\,\mathrm{keV}$) を行った。

AGN の光度は数年単位で時間変動することがあり、硬X線と軟X線で異なる観測時期のデータを使用することは解析の不定性を生む原因になりうる。そこで、硬X線・軟X線を同時に観測可能なSuzakuのデータを優先的に利用し、硬X線に高い感度を持つNuSTARのデータを補助として使用した。そして、

Suzaku による観測データがない場合に、Chandra、 XMM-Newton、Swift/XRT の観測データを使用した。

2.2 X-ray Spectral Analysis

二型 AGN の X 線スペクトルは主に 3 つの成分から構成される。SMBH 近傍からの直接成分,トーラスからの反射成分,吸収を受けない散乱成分である。直接成分や散乱成分は,カットオフを含む冪函数で近似した。また,反射成分には XCLUMPY モデル(Tanimoto et al. 2019)を使用した。XCLUMPY モデルは近年の多波長観測の結果から要請される疎密構造を持つトーラスを仮定し,そこからの X 線反射をモンテカルロ輻射輸送計算により再現したモデルである。これにより,X 線スペクトルからトーラスの現実的な情報を得ることができるようになった。このモデルのトーラスの構造に関するフリーパラメータは赤道面上の水素柱密度 N_H^{Equ} ,見込み角 i,トーラスの角度幅 σ である。

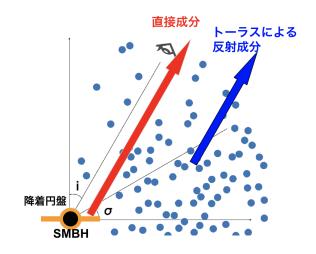


図 2: X 線スペクトルモデルの概念図。赤が直接成分, 青がクランプ状のトーラスからの反射成分を表している。図は Tanimoto et al.(2019) を改変した。

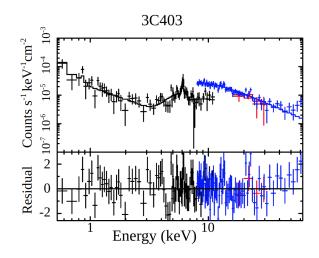


図 3: 3C403 のデータ点 (十字) 及びベストフィット モデル。観測衛星・装置ごとに色分けがなされてお り、黒-Suzaku/XIS、赤-Suzaku/HXD、そして 青-NuSTAR である。

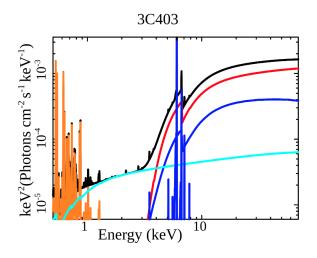


図 4: 3C403 のモデル。各実線はそれぞれ, 黒-合計, 赤-直接成分, 青-トーラスからの反射成分, 水色-吸 収を受けない散乱成分, そして橙-高温プラズマ成分 を表している。

3 Results

スペクトル解析の結果の一例を図 3 に示す。仮定したモデルで全ての観測データをよく再現することができ $(\chi^2/\mathrm{d.o.f.} < 1.2)$, トーラスパラメータ $(N_{\mathrm{H}}^{\mathrm{Equ}}, i, \sigma)$ を推定することに成功した。

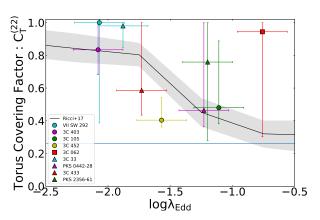


図 $5: C_{\mathrm{T}}^{(22)}$ と λ_{Edd} の分布。色付き点はサンプルの電波銀河に対応し,各天体のエラーバーは 90%の信頼区間を示している。黒の実線は一般の AGN で知られる関係 (Ricci et al. 2017) で,灰色の網掛けは 1σ の信頼区間を表している。 $C_{\mathrm{T}}^{(22)}=0.262$ の青線は XCLUMPY モデルで実現できる $C_{\mathrm{T}}^{(22)}$ の下限値を表している。

4 Discussion

得られたトーラスパラメータからトーラスカバリングファクタ $(C_{\rm T}^{(22)})$ を計算し求めた。トーラスカバリングファクタとは,トーラスの柱密度が $\log N_{\rm H}/{\rm cm}^{-2}>22$ となる領域が全立体角に対して占める割合であり,SMBH がどの程度トーラスに覆われているかの指標となる量である。 $C_{\rm T}^{(22)}$ は,XCLUMPY モデルの場合,トーラスパラメータを用いて以下の式で表される (Ogawa et al. 2021)。

$$C_{\mathrm{T}}^{(22)} = \sin\left(\sigma\sqrt{\ln\left(\frac{N_{\mathrm{H}}^{\mathrm{Equ}}}{10^{22}\ \mathrm{cm}^{-2}}\right)}\right)$$

また、解析によって得られた ${\rm X}$ 線光度 $L_{\rm X}$ から補正項を用いて全波長光度 $L_{\rm bol}$ を推定した $(L_{\rm bol}=20L_{\rm X};$ Vasudevan et al. 2009)。次に、可視光観測 (Koss et al. 2022) により求められた SMBH 質量を用いて、質量降着の激しさの指標であるエディントン比を求めた $\lambda_{\rm Edd}=L_{\rm bol}/\left(1.3\times10^{46}~{\rm erg~s^{-1}}\times M_{\rm BH}/10^8M_{\odot}\right)$)。サンプル天体の $C_{\rm T}^{(22)}$ と $\lambda_{\rm Edd}$ の分布を図 5 にプロットした。

一般の AGN ではエディントン比が高いほどカバ

リングファクタが小さく、トーラスの成長が抑制される傾向が報告されている (Ricci et al. 2017)。本研究の結果は、この相関と無矛盾であることが確認できた。このことは、AGN ジェットの生成される条件はトーラスという pc スケールの周辺環境と関連せず、また、AGN ジェットによるトーラス領域への影響は無視できることを示唆している。

Ogawa, S., Ueda, Y., Tanimoto, A., et al. 2021, Apj
, 906, 84

Ricci, C., Trakhtenbrot, B., Koss, M. J., et al. 2017, Nat, 549, 488.

Tanimoto, A., Ueda, Y., Odaka, H., et al. 2019, Apj, 877, 95

Vasudevan, R. V. & Fabian, A. C. 2007, Mnras, 381, 1235

5 Conclusion

X線で明るい電波銀河 9 天体について疎密構造を持つトーラスを仮定したモデル X CLUMPY (Tanimoto et al. 2019)を用い広帯域 X 線スペクトル解析 $(0.2-70~{\rm keV})$ を行った。その結果,トーラスが中心核を覆う割合であるカバリングファクタとエディントン比の分布は,一般の電波で明るくないセイファート銀河の A GN と同傾向であることがわかった。このことは以下のことを示唆している。

- AGN ジェットの生成条件がトーラス構造に依ら ないこと
- ◆ AGN ジェットがトーラスの構造に与える影響は 小さいこと

6 Acknowledgement

本研究に関して、京都大学の上田佳宏氏をはじめとする研究室の皆様には非常に丁寧にご指導していただきました。また、京都大学宇宙物理学教室の皆様にはさまざまなご指摘を頂き、本発表をより良いものにすることができました。この場をお借りして、皆様に深く感謝申し上げます。

Reference

Fabian, A. C. 2012, Araa, 50, 455.

Kormendy, J. & Ho, L. C. 2013, Araa, 51, 511.

Koss, M. J., Ricci, C., Trakhtenbrot, B., et al. 2022, arXiv:2207.12432

Magorrian, J., Tremaine, S., Richstone, D., et al. 1998, Aj, 115, 2285.

銀河 a14

乱流銀河円盤の進化 -重力不安定、フィードバック、 降着-

新潟大学 自然科学研究科数理物質科学専攻本間 陽大

乱流銀河円盤の進化 一重力不安定、フィードバック、降着一

本間 陽大 (新潟大学 自然科学研究科数理物質科学専攻 M1)

Abstract

私の講演では [1] の文献を主として、乱流銀河円盤の進化についての紹介をします。異なる時代の異なる質量の星から出る円盤銀河における乱流の駆動を、解析的な「浴槽」モ デルを用いて研究した。ガスと星の円盤は、トゥームレの不安定な状態にあると考えられて いる。乱流は、その散逸と 3 つの同時エネルギー源との間のエネルギーの釣り合いによって持続すると考えられている。これらは恒星フィードバック、ディスクの不安定性による内 向きの輸送、およびストリームを介した塊状の降着です。輸送率は、2 つの異なる形式で計算され、同様の結果が得られます。エネルギーのつり合いを実現するために、ディスクは凝集塊の質量分率または乱流粘性トルクパラメータのいずれかを自己調整します。このバー ジョンのモデルでは、流れの運動エネルギーが乱流に変換される効率は、自由パラメータ ξ_a です。我々は、3 つのエネルギー源の寄与が同じ球状領域内にあり、すべてのディスクにおいて常に 2 つ位の要素があることを発見した。z=0 で $\leq 10^{12} M_{\odot} (z \sim 2$ で $\leq 10^{11.5} M_{\odot})$ に進化するハローにおいて、フィードバックは常に銀河の主な推進力になります。この質量を超えると、主な推進力は、それぞれ ξ_a が非常に低い値なら輸送、非常高い値なら降着です。質量が $10^{11.5} M_{\odot}$ のとき、 $\xi_a(t)$ が時間的に減少すると仮定すると、現在の質量 $10^{12} M_{\odot}$ の ハローの銀河は、質量が $10^{11.5} M_{\odot}$ となる中間赤方偏移($10^{11.5} M_{\odot}$ のとれた関係は、観測と一致している。

1 導入

今回は、円盤銀河の乱流支持の進化を、質量と赤方 偏移の関数として扱う。円盤銀河は限界 トゥームレ 不安定性において自己制御されており、散逸損失と 釣り合う三つのエネルギー 源によって同時に多くの 力学的時間、適切なレベルの乱流が維持されるとし ます。これらのエネルギー源は、恒星からのフィー ドバック、円盤内の物質輸送、そして円盤への宇宙降 着である。まず、星形成は、超新星爆発や様々な星 のフィードバックにつながる。これらは大量のエネ ルギーと運動量を放出する。物質輸送は質量が内側 に輸送され、ポテンシャル井戸 を下降するとき、乱 流に変換され得る重力エネルギーの獲得がある。円 対称性からのずれが 角運動量を外に追い出すトルク を生じ、角運動量保存で質量を内側に輸送する。こ こでは、2つのシナリオとしてまず、円盤内の巨大 塊同士の遭遇。塊が周囲と相互作用する速度と生 じ るトルクは、トゥームレの枠組みで計算され、内側 への質量輸送を推定でさる。この質量 輸送の一部は 塊の移動により、一部は塊間の流入による。二つ目

は、乱流粘性である。乱流 は、分子粘性を超える有効粘性としてガスに付加されるとしてモデル化できる。最後に、3つ目のエネルギー源として、円盤への外部降着を考える。ストリームが円盤に流入する際、様々な不安定性を受け、ストリームが断片化し結合した塊ができる。塊状の降着は、塊が円盤と衝突する際に、降着に伴う運動エネルギーを円盤内の乱流エネルギーに非常に効率よく転移させる。

2 モデル

このモデルは、一度に 2 つの駆動源しか扱わなかった従来のモデルを一般化したものである。以下の仮定に基づき、円盤の進化について解析的なバスタブ・モデルを使用した。銀河は、暗里物質ハローに埋め込まれた、乱流・トゥームレ不安定状態のガスと星の円盤としてモデル化されている。円盤の半怪と回転速度から銀河の運動時間を計算すると、 $t_d=50-500Myr$ で表される。円盤は高赤方偏移でガス主体の円盤から低赤方偏移でガスと星の 2 成分からなる円盤へと

2022 年度 第 52 回 天文・天体物理若手夏の学校

滑らかに遷移する。円盤は宇宙論的平均速度で外部からの降着により新しいガスを獲得する。ガスの質量変化は $\dot{M}_{g,acc}=\epsilon_{in}f_b\dot{M}_h$ と書ける。ここで、 f_b は降着全体におけるバリオンの量で、 ϵ_{in} は浸透パラメータであり

$$\epsilon_{\rm in} = \min \left(\epsilon_0 M_{h,12}^{\alpha_2} (1+z)^{\alpha_2}, 1 \right)$$

と書ける。

 $(\epsilon_0=0.32, \alpha_1=-0.25, \alpha_2=0.38$ である。これは $z\geq 2$ で最も適合する $z\leq 1$ こ $M_h\gtrsim 10^{13}M_\odot$ では 最大で 3 倍程度過大評価する可能性があるが,その よう質量のハローには円盤が存在しないと考えられるため考慮しない)

円盤は星形成や円盤から中心バルジへの質量輸送 によってガスを失う。 その質量変化は 星形成が

$$\dot{M}_{SF} = \epsilon_{ff} \frac{M_g}{t_{ff}}$$

となる。ここで、 t_{ff} は円盤の中立面における自由落下時間の推定値。 ϵ_{ff} は自由落下時間あたりの星形成の効率。

質量輸送について輸送速度は、本来塊との出会いによる方法と乱流粘性トルクによる方法 の 2 種類で計算されているが、非常によく似た結果であったためその結果から質量輸送は

$$\dot{M}_{\mathrm{trans}} = 3F\left(\sigma_{g}\right) \left(\frac{\sigma_{g}}{V_{d}}\right)^{2} \frac{M_{g}}{t_{d}}$$

と書ける。ここで

$$F\left(\sigma_{g}\right) = \sqrt{2(1+\beta)}\gamma_{diss}^{-1}\left(\frac{Q}{f_{g,Q}}\right)^{-n}\left(1 - \frac{\sigma_{SN}}{\sigma_{g}} - \left(\frac{\sigma_{acc}}{\sigma_{g}}\right)^{3}\right)$$

である。ここで σ_{SN} と σ_{acc} という二つの速度分散が定義される。

円盤の乱流は、超新星フィードバック、不安定性によるトルクとそれに伴う質量輸送、塊 状天体の円盤への降着という3つのエネルギー源により駆動される。

降着駆動型乱流の強さは、エネルギー変換効率といううラメータで特付けられ、低効率、 中交率、最大効率を検討した。

乱流の散逸は3つのエネルギー源によつてバランスされ、円盤のエネルギーバランスと なる。そのエネルギーのつり合いはの式は

$$\dot{E}_{\mathrm{turb,trans}} + \dot{E}_{turb,SN} + \dot{E}_{turb,acc} = \dot{E}_{diss}$$
である。

3 結果

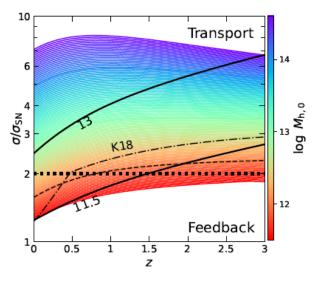
ガス質量と乱流エネルギーの保存方程式

$$\dot{M}_q = \dot{M}_{q,acc} - \dot{M}_{trans} - \dot{M}_{SF}$$

を数値的に解き、回異なる乱流ドライバーを考慮し、最終的にはそれらをすべて統合して 考慮します。この式は外部降着で駆動され、他の関連するタイムスケールよりも遅い時間で進化するの で、解は最終的にモデルパラメータと赤方偏移ゼロでのハロー質量 (モデルの宇宙降着率に よる) にのみ依存し、初期条件の特定の選択には依存しない一意解に収束する。

ここで、銀河円盤の成立条件について考える。まず、銀河は常にディスクとは限らない。質量 $M_h \lesssim 10^{11.5} M_{\odot}$ のハローに存在する場合、ディスクは軌道時間以上存在せず、赤方偏移に ほとんど依存しない。 $M_h \gtrsim 10^{13} M_{\odot}$ のハローにある銀河は、ディスクでなく楕円であること が予想される。このモデルでは $11.5 \leq \log M_h \leq 13$ でディスクが存在すると考える。バスタ ブ・モデルの性質上、このモデルがある時点からしか適用できないという仮定は、初期条件 にあまり敏感でなく、大きな誤差を生じない。乱流エネルギーバランスと限界トゥームレ不 安定性の仮定の下で、これは直接、円盤の乱流状態を計算し、与えられたハローの質量と赤 緯に対して、どの乱流ドライバーが優勢であるかを決定することを可能にします。

その結果、次のようなことがわかりました。 乱流の駆動源として、フィードバックと輸送 のみを考慮した場合、z>1.5 ば、すべてのディスクの質量において、乱流は主に輸送によって支えられている。 $z\sim1.5$ り低い赤方偏移では $M_h(z=0)=M_{h,0}\lesssim10^{12}M_{\odot}$



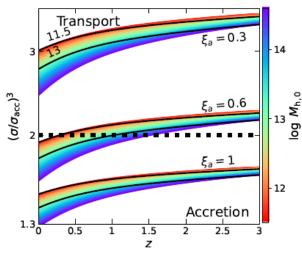


図 1:

横軸 z、縦軸 σ_{SN}/σ_q (2 以上で輸送優位)波線 が $M_{h,0}=10^{12}M_{\odot}$ 、K18 のグラフが Krumholz M. R., Burkhart B., Forbes J. C., Crocker R. M., 2018, MNRAS,477, 2716Lapiner S., Dekel の論文のデー タ、実線がディスクが存在しうる範囲、色の違いが 質量

にディスク は、主に超新星フィードバックによって 支えられるようになる。

降着と輸送のみを駆動源とした場合、流れのエネ ルギー変換効率の違いにより、定性的には 異なる結 果が得られることがわかった。変換効率が低い場合、 すべての時間、すべての質量の円盤の乱流は、主に 輸送で支えられておりその割合は約70%である中程 度の変換効率では、輸送と降着が乱流の維持に同程 度の力を発揮する。最後に、変換効率が最大の場合、 乱流の散逸の70%は降着によって支えられている。

この3つを総合すると、z=0で $M_{h,0}\lesssim 10^{12}M_{\odot}$ に進化したハローに存在するディスクの乱流 は、す べての変換効率において、主に超新星フィードバッ クによって支えられていることが 分かりました。 $10^{12.5} M_{\odot}$ 以上の大質量のハローに存在するディス クでは、降着効率の違いに より、以下のような結果 が得られます。

(1) 低変換効率では、銀河の一生を通じて乱流は主 に輸送によって支えられている。

横軸及び実線、色の違いの意味は図 1 同様、縦軸は

 $(\sigma_{acc}/\sigma_g)^3$ (同じく 2 以上で輸送優位)、3 本のグラ フはそれぞれ $\xi_a = 0.3, 0.6, 1$)

図 2:

- (2) 降着効率が中程度の場合、高赤方偏移では乱流 は主に輸送によって駆動されるが、輸送 の寄与は降 着より最大で40%大さい。特に、 $z\sim2$ において、乱 流を維持するための輸送と降 着の寄与の差は、最大 でも 20% 程度です。このことから、これらの銀河で は、降着と輸送 が同程度の力で持続的乱流に寄与し ていると結論づけられます。
- (3) 降着変換効率が最大で 100 に近い場合、銀河の 歴史の中で常に乱流の主要な駆動力は 降着である。 特に、 $z\sim4$ では、降着が輸送よりも 40% 以上支配 的である。

 $\dot{M}_{SF} - \sigma_q$ (星形成率と速度分散) 関係に対するモ デル予測は、低・高赤方偏移ともに観測結果の傾向 はおおむね一致した。また、孤立銀河のシミュレー ションでも、低 SFR の場合はほぼ一致しま すが、 高 SFR の場合はガス全体でより高い σ_a の値が予測 されます。

まとめ 4

単純化したモデルは、降着駆動の乱流が、輸送や超 新星フィードバックと並行して、 銀河円盤の乱流を

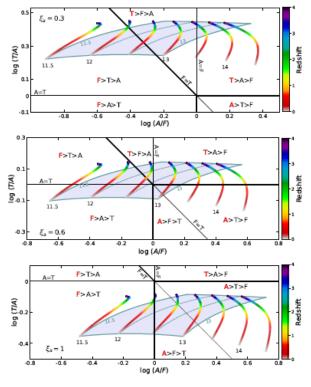


図 3:

A, T, F はそれぞれ降着、輸送、フィードバック軸はエネルギー注入率の比、 T/A と A/F を示す。色の変化はz の変化を表す。グラフをそれぞれ太く黒い実線は、赤文字で示された異なる主な駆動力を持つ3 つの領域に分割する。細い線は、ある主ドライバーを持つ領域を、副駆動力に基づいて駆動力を持つ領域を分離する。影のついた領域はディスクが円盤であると思われる領域、曲線はそれぞれ $\log M_{h,0}=12$ から0.5 刻みの値のグラフ。また同じものを $\xi_a=0.3,0.6,1$ について書いた。

維持する上で重要で、時には支配的な役割を果たすことを示唆しており、特に円盤の現在 (z=0) のハロー質量が大きいほど降着は重要になってくる。今回のモデルでは、3つの要素を簡略化したパラメータで表現している。今後は、降着による乱流の駆動、不安定性による輸送率、フィードバックによる乱流の駆動など、より詳細な物理モデルに基づいて改良していく予定です。また、円盤内の物理量の半径方向の変化を考慮し、局所的な平衡を要求することも重要な一般化である。

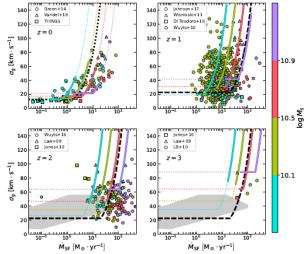


図 4:

各パネルは異なる赤方偏移を示す。色は赤方偏移ごとに異なる恒星質量を表す。各 曲線の実線部は主系列星における SFR の値から 05dex 以内の範囲を示す。破線と点線はそ れぞれ Krumholz et al. (2018) の高 z 渦巻モデルと局所渦巻モデルの結果を示す。斜線は Ejdetjrn et al. (2021) による孤立銀河シミュレーション(フィードバックあり)。記号は低 赤方偏移と高赤方偏移での $H\alpha$ と HI での観測結果。

Reference

[1]Omri Ginzburg, Avishal Dekel Nir Mandelker and Mark R. Krumholz, 2022, MNRAS, Vol. 513, Issue 4, pp.6177

銀河 NGC 1068 における 60pc 分解能での HCN(1-0)/CO(1-0) 強度比による高密度ガスの研究

福島大学大学院 共生システム理工学研究科 渡邉 友海

銀河 NGC 1068 における 60 pc 分解能での HCN(1-0)/CO(1-0) 強度 比による高密度ガスの研究

渡邉 友海 (福島大学大学院 共生システム理工学研究科)

Abstract

本研究は、典型的な近傍セイファート銀河の 1 つである NGC 1068 に着目し、分子ガスを調べることにより、この銀河での星形成の状況を明らかにし、銀河の進化の研究につなげる情報を得ることを目指す。NGC 1068 は、中心部に巨大ブラックホールがあり、それを取り囲むガス (CND) がある。また、CND を取り囲むリング状の腕には、大質量星が多数形成されている爆発的星形成領域 (SBR) があり、星形成とその母体となる高密度ガスの関係を研究するのに最適である。そこで、高密度ガスをトレースするために、HCN 分子を取り上げた。60 pc の高分解能かつ高感度で得られた HCN(J=1-0)、CO(J=1-0) のデータを使い、HCN/CO 強度比の分布図を作成した (J は回転量子数)。

1 Introduction

1.1 研究背景

宇宙には多数の銀河が存在し、ガスや星などのバリオン (物質) 及びダークマターから構成されている。 宇宙の誕生以来、銀河は衝突や合体を繰り返しており、我々の天の川銀河のような渦巻銀河もその過程 で形成された。その進化の過程を明らかにすること は、天文学の重要な課題である。

1.2 電波天文学

銀河の進化を知るには、バリオンで進化を調べる必要がある。ガスの最も低温で高密度の部分で星が形成される。そのため、進化を調べるには、分子雲や星形成が重要となる。本研究ではこれらに着目する。ガスは H_2 が多いが、双極子モーメントがないため、電波では観測できない。そこで 2 番目に多い CO の回転遷移を使うのが一般的である。CO で観測される H_2 の密度は約 10^2 cm^{-3} である。他の分子も多く見つかっていて、例えば HCN で観測される H_2 の密度は約 10^4 cm^{-3} である。複数の分子輝線を使うとガスの物理状態がわかる。

天文学のうち天体からくる電波を観測するのが電 波天文学 (本研究では、電波のミリ波) である。電波 観測をすることにより、宇宙の低温領域 (< 100 K) にある分子ガスや原子ガスの分布がわかる。

分子や原子はそれぞれ固有の周波数の電波を放射 または吸収するので、観測した電波の周波数を測定 することで、宇宙にどのような分子および原子が存 在するのかがわかる。電波の強度を測定することで、 それらの存在量がわかる。

1.3 目的

典型的な近傍渦巻銀河である NGC 1068 に着目し、 分子ガスを調べることにより、星形成を調べ、銀河 の進化の研究につなげていく。

1.4 観測天体 近傍銀河 NGC 1068

観測天体である NGC 1068 を図 1 に示す。NGC 1068 とは距離 1.4×10^7 pc に存在し、中心部に巨大ブラックホールがあり、それを取り囲むガス (Circumnuclear disk: CND)(半径 \sim 0.2 kpc) がある銀河である。また、CND を取り巻くリング状の腕 (半径 \sim 1 kpc) には大質量星 (太陽の 8 倍以上) が多数形成する爆発的星形成領域 (Starburst ring: SBR) があり、星形成とその母体となる高密度ガスを研究するのに最適である。

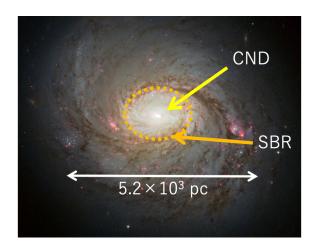


図 1: 可視光での画像 Credit: NASA, ESA & A. van der Hoeven

2 Methods/Instruments and Observations

2.1 研究概要

典型的な銀河 NGC 1068 を対象とした. 銀河における星間物質の組成, 反応, そして天体現象との関連を調べるためには, 分子に対する CND 及び SBR の影響を明らかにする必要がある.

図 2 に観測されている分子輝線を示す。本研究では、野辺山宇宙電波観測所の 45m 電波望遠鏡での単一鏡観測の結果、NGC 1068 で検出されている 1 番目と 2 番目に明るい (強度が強い)CO(1-0)と HCN(1-0)の比較を行う。HCNの回転遷移による電波は高密度領域をトレースするとされている。そのため、星形成領域の研究に重要である。ここで (1-0) は回転量子数 J=1-0の遷移を意味している。以降、(1-0) は省略する。

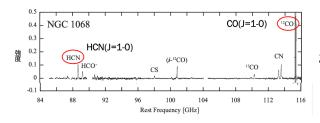


図 2: 観測されている分子輝線 ※ Takano et al. 2019

2.2 研究方法

研究には、国立天文台天文データセンターの大学共同利用計算機を用いた。多波長データ解析システム内のソフトウェア、CASAを使用して、チリのアタカマ高地で稼働している国際共同のアタカマ大型ミリ波サブミリ波干渉計 ALMA(Atacama Large Millimeter/submillimeter Array、以後アルマ望遠鏡と呼ぶ)で観測された銀河 NGC1068 の CO 及び HCN 強度、HCN/CO 強度比の分布を作成する。

3 Results

3.1 NGC 1068 の CO 及び HCN の強度 分布

NGC 1068 の CO 及び HCN の強度分布を図 3、4 に示す。図からわかるように CO および HCN の両方で CND での強度が強くなった。SBR では、HCN の強度が CO より相対的に弱いことが分かった。

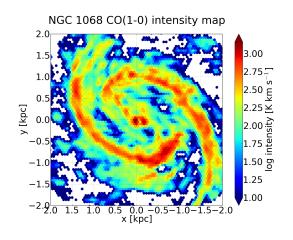


図 3: NGC 1068 の CO の強度分布

3.2 NGC 1068 の HCN/CO 強度比

NGC 1068 の HCN/CO 強度比を図 5 に示す。カラーバーは強度で \log で示している。図からわかるように CND だけでなく CND の外側 (南西部) $0.1~\mathrm{kpc}$ の領域でも強度比の値が $1.2~\mathrm{と高く}$ なった。これは、渦巻銀河の典型値である $0.1(\mathrm{Beslic}~\mathrm{et}~\mathrm{al.},~2021)~\mathrm{と}$

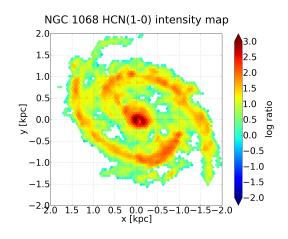


図 4: NGC 1068 の HCN の強度分布

比べると異常に高い値である。これに対して、SBR では比は $0.05\sim0.15$ 程度であり、典型値に近い。

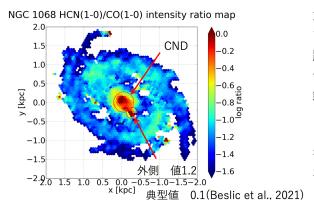


図 5: NGC 1068 の HCN/CO 強度比

3.3 NGC 1068のHCN/CO強度比のヒ ストグラム

NGC 1068 の HCN/CO 強度比の強度ごとにカウントしたヒストグラムを示す (HCN の強度に重みをかけたもの)。これは count の最大値を 1 とした確率密度分布である。青で示された部分を SBR、赤で示された部分が CND である。SBR では、SBR の面積が大きいため個数が多くなっている。CND でも個数が多くなった。

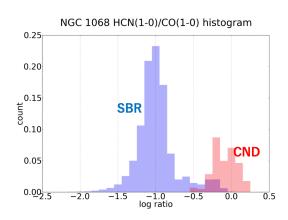


図 6: HCN の強度に重みをかけたもののヒストグ ラム

3.4 NGC 1068 の中心からの半径依存性

NGC 1068 の中心からの半径依存性を図7に示す。 左の図から強度がCND とSBR の部分で強くなっていることが読み取れる。ここでCND は中心からの距離が0.0 kpc、SBR は1.0 kpc のところを指す。緑色のプロットがCOのデータでCOの半径分布では銀河の端2.0 kpc の外側でも強度が強くなっているように見える。右のHCN/CO強度比の図5では、SBR の部分で強度が強くなっていたが、図7では半径方向に平均すると強度が強くなっていないことが分かった。

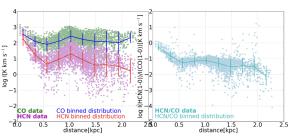


図 7: NGC 1068 の強度からの半径依存性

4 Discussion

4.1 HCN/CO 強度比の分布図の考察

図 5 より CND および CND の外側 (南西部) で比の値が 1.2 と大きくなった。渦巻銀河の典型値 0.1 と

2022 年度 第 52 回 天文・天体物理若手夏の学校

の励起異常 (Matsushita et al. 2015) または、HCN なご指導を頂きました。心より感謝いたします。 の存在量の異常が考えられる。

回転準位の励起異常が起こる原因としてはメーザー (放射) などが挙げられる。存在量の異常については HCN の存在量が多い、または CO が破壊されている ことが考えられる。

HCN/CO 強度比のヒストグラムの

HCN の強度に重みをかけたもののヒスグラムで CND のカウントが多くなったことから、HCN は CND で存在量が多い可能性がある。HCN の存在量 の異常の形成にはさまざまな原因が考えられる。バー の存在 (Garcia-Burillo et al. 2014)、電波ジェット (Saito et al. 2022)、ショック (Huang et al. 2022)、 AGN の X 線放射 (Kawamuro et al. 2021) などで ある。

4.3 半径依存性の考察

CND および SBR だけでなく、銀河の外側 2.0 kpc より外側で CO の強度が強くなった。強度が強くなっ た可能性として、ノイズ、回転温度が高いことが考 えられる。

Conclusion 5

今回は典型的な近傍渦巻銀河である NGC 1068 に 着目した。NGC 1068 で検出されている 1 番目と 2 番目に明るい (強度が強い)CO と HCN の比較を行っ た。作成した図より CND および CND の外側 (南西 部)で比の値が強くなることが分かった。その原因 としては、励起異常または HCN の存在量の異常が 考えられる。

Acknowledgement

本研究の遂行にあたり、適切な助言をくださった 馬塲一晴先生に感謝します。 高野秀路先生および

比べると異常に高い値である。原因として回転準位 斉藤俊貴先生には、研究方法や考察方法など、丁寧 そして本研究のために解析システム計算機利用を許 可してくださった国立天文台データセンターに心か ら感謝いたします。本当にありがとうございました。

Reference

日本分光学会、「電波を用いる分光」, 2009、講談社 Beslic et al. 2021, MNRAS, 506, 1 Garcia-Burillo et al. 2014, A&A, 567, A125 Huang et al. 2022, arXiv, 2202.05005 Humire et al. 2022, A&A, 663, 33 Kawamuro et al. 2021, ApJS, 257, 64 Matsushita et al. 2015, ApJ, 799, 26 Saito et al. 2022, ApJ, 927L, 32

Takano et al. 2019, PASJ, 71, 20

z=1.46の銀河団銀河の構造とガス動力学

総合研究大学院大学 物理科学研究科 天文科学専攻 池田 遼太

z=1.46 の銀河団銀河の構造とガス動力学

池田 遼太 (総合研究大学大学院 物理科学研究科 天文科学専攻)

Abstract

本研究では、XCS J2215 銀河団 (z=1.46) に属する 17 個の銀河団銀河を対象に、ALMA を用いて 870 μ m 連続光 (ダスト) と CO J=2-1 輝線 (分子ガス) をそれぞれ 0.2'' と 0.4'' の高分解能で観測し、ビジビリティデータの解析を元に各構成要素のサイズ (有効半径 R_e) を測定した。9 個の銀河について両サイズが良い精度で測定され、どの銀河についても CO J=2-1 輝線の方が 870 μ m 連続光よりも拡がっていることがわかった (平均サイズ比は 2.8 ± 1.4)。また、各銀河を中心領域 $(0< r< R_{e,870\mu m})$ と外側領域 $(R_{e,870\mu m}< r< R_{e,CO})$ に分解し、Kennicutt-Schmidt 関係を調べたところ、中心領域の方が短いガス消費時間 $\tau_{\rm depl} (= M_{\rm mol~gas}/{\rm SFR})$ を有しているという結果が得られた。これは中心部で特に活発な星形成活動が行われていることを示唆し、近傍宇宙で見られるような楕円銀河のバルジ成分の形成に対応していると解釈できる。最後に、3 次元動力学のモデリングツールである $^{\rm 3D}$ Barolo を使って、CO J=2-1 輝線で明るい 8 個の銀河についてガス動力学のモデリングを行った。どの銀河においても、モデリングから得られた円盤の回転速度は分子ガスの質量から推定される回転速度を下回った。これは CO 分子と H_2 分子の変換係数 $\alpha_{\rm CO}$ を高く見積もっているためであると考えられる。

1 Introduction

星形成活動が活発であった 1 < z < 3 に存在する遠方銀河が、どのようにして星質量を獲得してきたのかを調べることは、銀河進化において重要な視点である。これには個々の銀河の恒星成分のみならず、星間物質を高分解能で調べることが必要不可欠であり、サンプル数を効率的に獲得できる銀河団銀河は先駆けとして好適な観測対象である。

また、近傍の銀河団において早期型銀河が高い割合で存在しているという事実はよく知られている(Dressler 1980)が、そこに至るまでの過程はいまだに解明されていない。早期型銀河の形成に重要な銀河間相互作用などの環境効果の影響を理解するためにも、銀河団銀河の高分解能観測は有効である。

本研究では ALMA の高い分解能を生かし、XM-MXCS J2215.9-1738 (XCS J2215) 銀河団 (z =1.46) のメンバー銀河の観測を行った。XCS J2215 銀河団 は X 線で検出された銀河団のうち、最遠方記録を持っていた銀河団 (Stanford et al. 2006) として知られており、その後の追観測から銀河団中心部で活発な星形成が行われていることがわかった (e.g. Hayashi et al. 2011; Ma et al. 2015)。Hayashi et al. (2017)

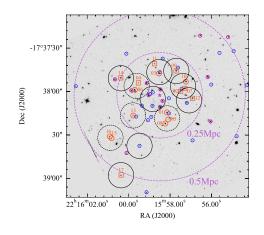


図 1: ALMA で観測された銀河 (オレンジ) の銀河団内の分布。オレンジ色の丸は特にサイズの測定が成功した銀河を表す。青色と桃色の丸はそれぞれ銀河団に属する星形成銀河、passive 銀河に対応する。

では XCS J2215 銀河団中心部を ALMA の Band3 を使って観測し、計 17 個の CO J=2-1 輝線で明るい銀河 (ALMA ID: 01-17) を検出した (図 1)。本研究では、これらの銀河を対象に 870μ m 連続光 (分解能 0.2'') と CO J=2-1 輝線 (分解能 0.5'') を観測し、両者のサイズ (有効半径) を測定した。また、輝

線からはガスの動力学的な情報を抽出できることから、 $CO\ J=2-1$ 輝線の3次元動力学のモデリング解析を行った。

2 Size measurements

干渉計の観測データから合成された天体画像を使ってサイズを測定することは原理的に可能ではあるが、i) 限られた uv coverage(u,v はアンテナペアごとに決まる空間周波数) により測定精度に限度があり、ii) CO J=2-1 輝線と $870\mu m$ 連続光で合成ビームサイズが異なっている、という理由から測定されるサイズは必ずしも正しいものにはならない。したがって、本研究では干渉計が出力する生のデータであるビジビリティデータを使って銀河の持つ CO J=2-1 輝線と $870\mu m$ 連続光のサイズ(有効半径 R_e)を測定した。測定にはビジビリティデータ用のフィッティングツール UVMULTIFIT(Martí-Vidal et al. 2014) を使用した。

17個の銀河団銀河のうち、合計9個の銀河について両方のサイズの測定に成功した。残りの銀河は低

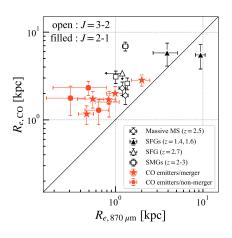


図 2: CO J=2-1 輝線と $870\mu\mathrm{m}$ 連続光の有効半径の比較。銀河団銀河については companion あり/なしで星形と円形で区別している。また、ALMA で観測された他の銀河種族 (フィールドの星形成銀河、SMG など) についても載せている (Tadaki et al. 2017; Chen et al. 2016; Calistro-Rivera et al. 2018; Rybak et al. 2019; Kaasinen et al. 2020). 本研究の結果は CO輝線の方がダスト連続光よりも拡がっているという点で整合的である。

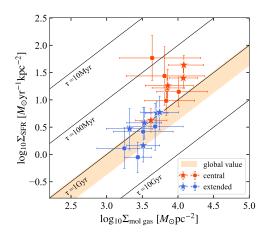


図 3: 銀河団銀河の Kennicutt-Schmidt 関係。赤は中心領域、青は外側領域のデータ点にそれぞれ対応する。黒の実線は一定のガス消費時間 $au_{
m depl} = \Sigma_{
m mol~gas}/\Sigma_{
m SFR}$ を表す。

い S/N 比により不確定性が大きかったため、最終的な結果から取り除いている。全ての銀河団銀河について、 $CO\ J=2-1$ 輝線の有効半径の方が $870\mu m$ 連続光の有効半径よりも大きいことがわかった (図 2)。 平均的はサイズ比は $\langle R_{e,CO}/R_{e,870}\rangle = 2.8\pm 1.4$ となった。

3 Star formation activity

表面分子ガス密度($\Sigma_{
m mol\ gas}$)と表面星形成率密度($\Sigma_{
m SFR}$)の関係を表した Kennicutt-Schmidt 関係は星形成銀河の性質を調べるのに有用な経験則である。9個の銀河団銀河について2つの有効半径が測定できたため、各銀河を2つの独立な領域、中心領域($0 < r < R_{e,870}$)と外側領域($R_{e,870} < r < R_{e,CO}$)に分割して表面密度を計算した。各領域について表面密度をプロットした Kennicutt-Schmidt 関係を図 3 に示す。

図 3 より、中心領域 ($\langle \tau_{\rm cen} \rangle = 0.48 \pm 0.27~{\rm Gyr}$) の方が外側領域 ($\langle \tau_{\rm out} \rangle = 1.42 \pm 0.73~{\rm Gyr}$) よりガス消費時間が短いことがわかった。これは銀河の中心部で星形成がより効率的に行われていることを示唆し、近傍銀河の大質量楕円銀河に見られるようなバルジ ('classical bulge') に相当する構造の形成段階にあると解釈できる。

4 Kinematical modeling

CO J =2-1 輝線のチャンネルマップを用いて、ガスの 3 次元運動をモデリングを行った。解析には tilted ring model を仮定した 3D Barolo (Di Teodoro & Fraternali 2015) を用いた。モデリングは Lelli et al. (2021) の手順に従って行い、1 回目の実行で中心 座標 (x_0,y_0) 、銀河の固有速度 $V_{\rm sys}$ 、位置角 PA を決定し、2 回目、3 回目の実行でそれぞれ円盤の傾斜角 i と回転速度 $V_{\rm vel}$ ・速度分散 $\sigma_{\rm vel}$ を決定した。 なお、リングの幅は合成ビームの約半分である 0.192'' に設定し、2-4 個のリング数でモデリングを行った。

合わせて 8 個の銀河団銀河についてモデリングに成功した。モデリングの結果を示した ALMA.01 の例を図 4 に示す。

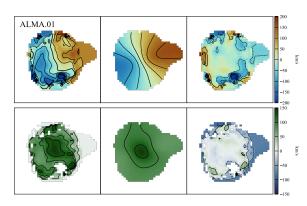


図 4: ALMA.01 の 3 次元動力学モデリングの結果を示したモーメントマップ。上段が速度 (V_{vel}) の分布、下段が速度分散 (σ_{vel}) の分布。左から右にかけて dirty, model, residual maps に対応する。

 3D Barolo により求められた回転速度から銀河内部の質量分布を調べるために、 3D Barolo の出力した回転速度 (各リングに対応するデータ点) と、指数関数型のガス円盤を仮定したときに推定される回転曲線を比較した (図 5)。CO J=2-1 の回転速度は内部に存在するガス、恒星、そしてダークマターの質量の影響を受けるはずなので、データ点はガスのみを考慮した回転曲線を常に上回るはずである。しかし、大半の銀河において $\alpha_{CO}=4.36M_{\odot}$ を使用した場合の分子ガス質量だとガス円盤の回転曲線だけでデータ点を上回ってしまうことがわかった。これは、これまでに使用してきた CO 分子と H_2 分子の変換係数

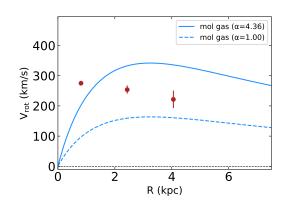


図 5: ALMA.01 の回転曲線。赤いデータ点は ^{3D} Barolo の出力した結果であり、曲線は指数関数型を仮定したガス円盤が寄与する回転曲線を表す。

 α_{CO} を高く見積もっていたことを示唆する。

今後の解析では α_{CO} をフリーパラメータとして銀河の回転速度を説明するのに最適な変換係数の値を決めていくとともに、銀河の動力学的な性質 (V_{vel}/σ_{vel} 比) を赤方偏移や環境の観点で議論していく予定である。

Reference

Calistro-Rivera, G., Hodge, J. A., Smail, I., et al. 2018, ApJ, 863, 56

Chen, C.-C., Hodge, J. A., Smail, I., et al. 2017, ApJ, 846, 108

Di Teodoro, E. & Fraternali, F. 2015, MNRAS, 451, 3 Dressler, A. 1980, ApJ, 236, 351

Hayashi, M., Kodama, T., Kohno K., et al. 2017, ApJL, 841, L21

Hayashi, M., Kodama, T., Koyama, Y., et al. 2011, MN-RAS, 415, 2670

Kaasinen, M., Walter, F., Novak, M., et al. 2020, ApJ, 899, 37

Lelli, F., Di Teodoro, E., Fraternali, F., et al. 2021, Science, 371, 6530

Ma, C.-J., Smail, I., Swinbank, A.M., et al. 2015, ApJ, 806, 257

Martí-Vidal, I., Vlemmings, W.H.T., Muller, S., & Casey, S. 2014, A&A, 536, A136

Rybak, M., Calistro Rivera, G., Hodge, J. A., et al. 2019, ApJ, 876, 112

Stanford, S.A., Romer, A.K., Sabirli, K., et al. 2006, ApJL, 646, L13

Tadaki, K.-i., Kodama, T., Nelson, E. J., et al. 2017, ApJL, 841, L25

「すざく」衛星を用いた Aball 3395/3391 銀河団周辺の 銀河間物質の探索

埼玉大学 理工学研究科 赤塚 勇太

未提出

精密X線分光を用いた宇宙大規模構造における中高温 銀河間物質の探索

立教大学大学院 理学研究科 大豆生田 創

精密 X 線分光を用いた宇宙大規模構造における中高温銀河間物質の探索

大豆生田 創 (立教大学大学院理学研究科)

Abstract

この宇宙の物質・エネルギーはダークエネルギー・ダークマターが 96 %、残りの 4 % をバリオンが占めているとされているが、このバリオンの半分は発見されていない。これをダークバリオン問題と呼び、宇宙論における未解決問題の 1 つとされている。現在、ダークバリオンの候補とされているのが温度が 10^6 K 程度の中高温銀河間物質、WHIM(Warm-Hot Intergalactic Medium)であり、銀河の集合であるハローの周りや大規模構造のフィラメント上に分布していると考えられている。WHIM は希薄で広域に分布しているため、将来の精密 X 線分光観測により、近傍の熱的放射と宇宙論的な WHIM からの放射を切り分けることで精密観測が可能であると考えられている。我々は、illustris TNG という宇宙論的シミュレーションを用いて、シミュレーション内のハローと実際に X 線天文衛星「すざく」で観測された銀河団との物理量の比較を行った。また、パーシステントホモロジーを用いた幾何学的な方法で宇宙論的進化の定量化も試みた。

1 Introduction

1.1 宇宙大規模構造

宇宙の大規模構造とは宇宙全体が膨張するととも に重力によって物質の分布に偏りが生じてできた網 目のような構造である。大規模構造は階層的な構造 をとっており、よく観測されるのがノットと呼ばれ る物質が集中した領域で、銀河が集まってできるハ ロー(銀河団)を構成している。また、宇宙空間で ハローとハローを結んでいるのがフィラメントとい う領域であ、今回の研究の対象としている WHIM と 呼ばれる銀河間ガスが分布されているとされる。そ して、このノットとフィラメント以外の領域を満た しているのがボイドである。ボイドは物質が重力に よってノットやフィラメントに分布してしまったた め、ほとんど物質が存在しない。このような構造が 赤方偏移が高いから低い方へ時間が進むにつれてよ く見られるようになり、その形成進化の研究が進め られている。

1.2 ミッシングバリオン問題

この宇宙のエネルギー源は主に73%をダークエネルギー、23%をダークマター、そして、残りの4%を私たちが見ることのできる陽子や中性子などのバ

リオンが占めているとされているが、観測によって 見つかったバリオンや未観測であっても予測が可能 なバリオン量を合わせても、全バリオン量の半分ほ どしかない。これをミッシングバリオン問題と言い、 見つかっていない半分のバリオンはダークバリオン とも呼ばれる。

1.3 中高温銀河間物質:WHIM

前述したミッシングバリオン問題を解明するにあ たって手がかりとなるとされているのが、中高温銀 河間物質(Warm-Hot Intergalactic Medium:以下、 WHIM)という銀河間ガスである。宇宙の大規模構 造において、この WHIM は主にノットのハロー周り やフィラメントに広く分布しているとされる。その 構造はダークマターによる重力場によって形作られ ており、WHIM の分布を明らかにすることは同時に ダークマターの分布を知ることにつながると考えら れている。また、WHIM の総量や分布はまだ観測的 に検証できてないが、宇宙の物質の 99.9% 以上はプ ラズマで存在している中で WHIM はそのうち約 46% の質量を占めているとされており、WHIM を観測す ることができれば大規模構造の全体像が見えてくる と期待される。しかし、WHIM の温度は 10⁶K にも なるため水素やヘリウムのような軽い元素は完全に 電離してしまい輝線をほとんど発しないのでガス自体の光を観測することは難しい。これまで、Chandra 衛星や XMM-Newton 衛星によって WHIM からの放射と考えられる吸収線が観測されたが、優位性が低く、WHIM の確固たる観測とはならなかった

1.4 TES 型 X 線マイクロカロリメータ

従来の放射線検出器では、X線光子から発生した荷電粒子を電気信号に変えることにより X線を検出していた。一方で、X線マイクロカロリメータでは X線光子 1つが吸収体に吸収された際に、吸収体での温度上昇を素子に変換することで高いエネルギー分解能を実現することができる。一般的に、X線マイクロカロリメータのエネルギー分解能は熱浴の温度 T、吸収体の熱容量 C、ボルツマン定数 k_B を用いて次のように書ける。

$$\Delta E = \sqrt{\frac{C}{k_B}} k_B T = \sqrt{k_B T^2 C} \tag{1}$$

このように、エネルギー分解能の大きさは温度に比例 するため検出器の温度を冷やしていけばエネルギー 分解能を良くすることができる。

そして、このマイクロカロリメータの温度計に超伝 導物質を使用してエネルギー分解能を高めたものが TES(Transition Edge Sensor)型マイクロカロリメー タである。超伝導状態と常伝導状態の間の相転移点 付近では、温度変化に対して抵抗値が大きく変化す るため、従来の半導体マイクロカロリメータに比べ て感度が高くなり、エネルギー分解能は一桁以上良 くなる。TES型X線マイクロカロリメータのエネル ギー分解能は次のように書ける。

$$\Delta E = \sqrt{\frac{k_B T^2 C}{\alpha}} \tag{2}$$

ここで、 α は温度計の感度を表す無次元量で、

$$\alpha = \frac{R}{T} \frac{dR}{dT} \tag{3}$$

と定義される。この TES 型 X 線マイクロカロリメータを宇宙観測に利用することができれば、より精密な分光観測を行うことができ、新たなサイエンスの発見につながると期待されている。

2 Method

2.1 宇宙論的シミュレーション (Illustris TNG)

illustris TNG とは、銀河の形成やその時間発展な どから様々な宇宙論における未解決問題を解決する ために作られた物理シミュレーションである。宇宙の 大規模構造などを見るためには大きなスケールで宇 宙を見る必要があり、物質を1つ1つ見ようとするこ とは難しいため、この illustris TNG では従来の粒子 法に加えて宇宙全体を流体的に近似してシミュレー ションを行なっている。illustrisTNG にはその前身と して illustris というシミュレーションが存在するが、 これらの違いはシミュレーションする際に考慮する 物理が違っているという点で、例えば、illustrisTNG では磁気流体シミュレーション (Magnetohydrodynamic: MHD) を用いて磁場を考慮してシミュレー ションを行っているが、illustris では磁場を考慮して いない。また、illustris のシミュレーションデータは snap number という番号に沿って並べられている。 snap number は図1に示すように赤方偏移に対応し ており、illustris TNGでは snap number が宇宙年齢 の古い順に 0 から 99 まで存在する。

Snap	Scale factor	Redshift
2	0.0769	12
3	0.0833	11
4	0.0909	10
6	0.1	9
8	0.1111	8
11	0.125	7
13	0.1429	6
17	0.1667	5
21	0.2	4
25	0.25	3
33	0.3333	2
40	0.4	1.5
50	0.5	1
59	0.5882	0.7
67	0.6667	0.5
72	0.7143	0.4
78	0.7692	0.3
84	0.8333	0.2
91	0.9091	0.1
99	1	0

図 1: snap number と赤方偏移

2.2 パーシステントホモロジー

今回、シミュレーション内の構造を定量化するた めの手法としてパーシステントホモロジーを導入し た。パーシステントホモロジーは位相的データ解析 という数学のトポロジーの概念を用いてデータの形 状の情報を抽出する手法で、材料化学や生命科学な ど様々な分野のデータ解析に応用されている。パー システントホモロジーの計算としては、まず全ての データ点から円(3次元の場合は球)を描き徐々に半 径を大きくしていいくことを行う。そして、ある半 径で他の領域との共有部分が生まれ、2次元では3つ の、3次元では4つの領域が接続されたとき、空洞が 生成される。この時の半径を birth-time と呼ぶ。そ して、されに半径を大きくしていくと空洞はまたあ る半径で消滅する。この時の半径を death-time と呼 び、ある1つの空洞に対する birth と death のペア をプロットしたものがパーシステント図である。今 回の解析では、birth を横軸、death から birth を引 いて空洞の持続時間を示した lifetime を縦軸として パーシステント図を作成した。

また、今回はパーシステントホモロジーの計算ソフトウェアとして HomCloud を使用した。このソフトウェアは、材料化学への応用を目的として開発されたものだが、3次元データにも適用することができるという点で採用することを決め、実際に illustrisTNGのハローの3次元座標からパーシステント図を作ることができたため、解析に用いることにした。

3 Results

3.1 Radial profile

まず、ハロー中心からの距離に応じた物理量(電子密度、温度、圧力、エントロピー)の変化についての解析を行い、その結果とすざく衛星の銀河団の観測結果との比較を行った。解析では、haloid:0~50までハローについてそれぞれ4つの物理量を計算している。その結果は図2のようになった。ここで、色のついた線はすざく衛星で観測された各銀河団の観測結果を示しており、今回の解析結果は灰色の線で示されている。

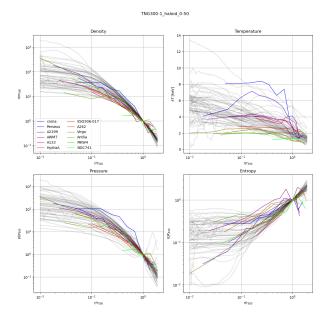


図 2: haloid:0~50 のハローにおける動径方向の物理 量の変化

3.2 宇宙形成進化の定量化

illustrisTNG 内のハローの 3 次元座標データとシミュレーション内のプロット点の数と同じ数の乱数を発生させた場合のパーシステント図をそれぞれ 10 個の snap number について作成した。その一例として、snap number が 99(赤方偏移が 0)のデータについてのパーシステント図(図 3)を挙げる。

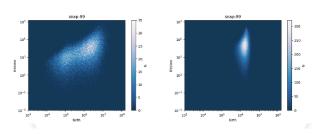


図 3: パーシステント図 (左:illustrisTNG 内のハロー座標から作成、右:illustrisTNG 内のプロット数と同じ数だけの乱数から作成)

ここで示したパーシステント図は、シミュレーションと乱数のものとで2次元ヒストグラム内でプロット点が占める面積が異なることが分かる。一方で、snap numberを小さくする、つまり、赤方偏移を大

きくしたデータから作成したパーシステント図は乱数のものに近い形状をしている。そこで、このパーシステント図の2次元ヒストグラムから、ある snap number でのパーシステント図が乱数のものとどれだけ類似しているかを計算した。その際に、バタチャリヤ係数という2つの確率分布関数の類似度を01で表す指数を用いた。また、xy平面、yz平面、zx平面での2次元座標データでも同様にパーシステント図の比較を行った。その結果は図4のようになった。ここで、横軸は snap number、縦軸はバタチャリヤ係数で1に近いほど2つのヒストグラムが一致していることを表す。

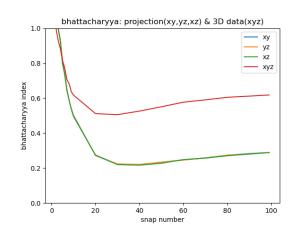


図 4: パーシステント図の比較

4 Discussion

まず、図4より snap number が増え、赤方偏移が小さくなっていき今の宇宙に近づくにつれてシミュレーションと乱数のパーシステント図の類似度が下がっていくことが分かる。このことより、宇宙初期は物質が均一に分布していたが、時間が経つにつれて物質同士が集まり構造を持つようになったということが言える。また、赤線の3次元データと2次元データの青、黄、緑の線を比べると、2次元データの方は類似度が小さく求められていることが分かる。これは、2次元データでは奥行き方向のデータが全てプロジェクションされてしまっており3次元デー

タと比べてデータの情報が失われてしまっていることが原因と考えられる。

5 Conclusion

ここまでの研究で、図2のようにシミュレーション内のハローの物理量を計算することができ、この先はこれらの物理量から観測を行った際に得られるスペクトルを計算していこうと考えている。特に、WHIMからの放射が見えると考えられる数eVのエネルギー帯で輝線があれば、将来的な観測でWHIMを見ることが期待される。

Reference

Rasmussen A. P. et al., 2007, ApJ

Toru Sasaki, 2016, 東京理科大学

Dylan Nelson et al., 2015, Astronomy and Computing

Ippei Obayashi et al., 2022, Journal of the Physical Society of Japan

X線宇宙望遠鏡eROSITAによるX線前景放射と銀河 団ガスの観測への影響

東京理科大学大学院 理学研究科 関戸 翔太

X 線宇宙望遠鏡 eROSITA による X 線前景放射と銀河団ガスの観測への影響

関戸 翔太 (東京理科大学大学院 理学研究科)

Abstract

輝度の低い銀河団外縁部においては、非X 線背景放射に加え、太陽系や天の川からの前景放射の影響を注意深く評価する必要がある。従来の前景放射成分の他に、新たにすざく衛星による一部の領域の観測から $0.8-1.0~{\rm keV}$ 程度の放射 ($1~{\rm keV}$ 成分と呼ぶ) の存在が報告された。この放射成分の起源は、地球近傍や太陽系からの太陽風由来であるか、銀河系の高温ガス由来のものであると予想されているが、未だ解明されていない。

この放射成分の起源を探るため、X 線宇宙望遠鏡 eROSITA の観測データを用いて解析を行なった。eROSITA は観測視野が広く、観測対象の天体と、そこから十分離れた、X 線前景放射が支配的な領域が同時に観測できるため、仮に観測中に前景放射が変化しても影響を受けにくいという利点を持つ。本研究では、eROSITA の早期観測データで公開されている Abell 3158 銀河団のデータを用いて、1 keV 成分が eROSITA においても観測されるかを調べた。このデータは、2019 年 11 月 21 日に観測されたものであり、観測時間は 80 ks である。この時期は太陽活動が弱いので、太陽風起源の背景放射成分による影響は少ないと考えられる。Abell 3158 は、低赤方偏移 (z=0.059) であり、内側の平均密度が宇宙の臨界密度の 200 倍となる半径 $r_{200}=23.95$ arcmin と、非常に広がった天体である。また、天体が明るく、暗い外縁部を観測するのに有利である。

解析の結果、1 keV 存在は有意に確認された。また、1 keV 成分を考慮しない放射モデルでは、銀河団ガスの温度を過小評価する結果になり、放射の輝度が低い外縁部になるにつれて、その影響は顕著に現れた。また、輝度についても、温度と同じく小さく見積もられ、外縁部ほど影響が大きくなった。地球近傍ではない、太陽 - 地球 の第 2 ラグランジュ点周りを周回する eROSITA で検出されたことから、1 keV 成分の起源は地球近傍の太陽風由来のものである可能性は低いと考えられる。

1 Introduction

銀河団は、重力で集まっている天体としては宇宙で最大の構造である。銀河団の起源は、宇宙初期の暗黒物質のゆらぎであり、重力によって衝突・合体が繰り返される過程で成長する。銀河団外部からの質量降着の際に生じる衝撃波によって、銀河団ガスが加熱される。そのため、銀河団ガスの加熱史について調べることは、銀河団の形成過程そのものを観測することになる。また、銀河団は、宇宙年齢に相当する時間をかけて形成されるため、銀河団外縁部は現在も形成過程であり、銀河団の進化を理解する上で非常に重要な領域である。

銀河団外縁部からの低輝度な放射の解析結果は、解析天体以外からの X 線前景放射の影響を受けやすく、

これらを正確に評価する必要がある。一般的に前景放射として、銀河系に広がる高温ガス、太陽風と冷たいガスとの相互作用による太陽風電荷交換反応などが考えられてきた。また、新たにすざく衛星による一部の領域の観測から 0.8 – 1.0 keV 程度の放射(1 keV 成分と呼ぶ)の存在が報告された(Yoshino et al. 2009)。この放射は、これまでに知られている銀河系に広がる高温ガスより温度が高く、銀河団外縁部や銀河群の温度と近いため、銀河団外縁部の放射と区別することが難しい。また、地球近傍や太陽系からの太陽風由来であるか、銀河系の高温ガス由来のものであると予想されているが、その起源は不明である。

この放射成分の正体を探るために、X 線宇宙望遠 鏡 eROSITA の観測データを解析する。eROSITA は 2019年7月に打ち上げられた望遠鏡で、すざく衛星を含め、多くの観測衛星は地球近傍を周回する軌道であるのに対して、太陽 – 地球の第2ラグランジュ点周りを周回する軌道である。そのため、地球近傍の太陽風起源の放射の影響を受けない。 また観測視野が広く、仮に観測中に前景放射が変化しても、観測対象の天体とそこから十分離れた前景放射が支配的な領域が同時に観測できるため、影響を受けにくい。

2 Methods/Instruments and Observations

eROSITA は、ドイツのマックス・プランク地球外物理学研究所 (MPE) が開発した製造された X 線宇宙望遠鏡であり、金メッキされた反射鏡 54 層からなるヴォルター式望遠鏡 (ミラーモジュール) が 7 台並んだ構造になっている。ロシアとドイツが共同で進める Spektr-RG 宇宙天文台の一部であり、ロシアの望遠鏡 ART-XC と合わせて一つの衛星を構成する。2019 年 7 月 13 日にバイコヌール宇宙基地からロスコスモスによって打ち上げられ、第 2 ラグランジュ点(L2)を 6 か月かけてめぐるハロー軌道に配置された。

Abell 3158 銀河団の中心座標は R.A. 55.7108, DEC. -53.6304 とした (B. Whelan et al. 2022)。

3 Analysis

3.1 スペクトル抽出

銀河団中心から半径 2 arcmin ごとに区切り、その領域においてのスペクトルを作成した (図 1)。背景領域は半径 $r_{200}-30$ arcmin の円環領域を用いた。スペクトル作成の際には、銀河団以外の明るい放射である点源を除いた。検出器は、TM 1 2 3 4 6 を用いた。

3.2 放射モデル

銀河団の存在しない背景領域の放射モデルは、宇宙 X 線背景放射 (CXB; Cosmic X-ray Background)、

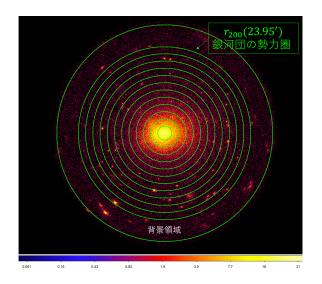


図 1: Abell 3158 のスペクトルを抽出した領域

銀河系からの温度が 0.2-0.3 keV の放射 (MWH; Milky Way Halo)、太陽系近傍からの温度が 0.1 keV の放射 (LHB; Local Hot Bubble)、検出機由来の X 線 (NXB; non X-ray Background) に加え、(Yoshino et al. 2009) で報告された温度が 1 keV 程度の放射 (1 keV 成分) を考慮したモデルと考慮しない 2 つの モデルを用いた。この二つのモデルに対して、CXB には $\Gamma = 1.4$ の powerlaw モデルを、MWH、LHB 、1 keV 成分に対して赤方偏移が 0、重元素のアバン ダンスが 1 solar の apec モデルを使用した。MWH と 1 keV 成分については星間ガスによる光電吸収を 受けると仮定し、光電吸収のモデルとして phabs モ デルを使用した。NXB については bknpower、検出 機の内在放射線として $E = 1.486, 6.4 \text{ keV}, \sigma = 0$ の 2つの gaussian モデルを用いた ($\boxtimes 2$)($\boxtimes 3$)。フィッ トの結果、1 keV 成分は有意に存在したが、C 統計 値の値はどちらのモデルも大差のない値になった。

銀河団領域の放射モデルは、背景放射モデルに加えて、銀河団ガス (ICM; IntraCluster Medium) 成分を考慮した。この成分は、赤方偏移 (z=0.059) の apec モデルを使用した。また、10 arcmin より外側の領域に関しては、アバンダンスを 0.2 solar に固定した。フィットの結果、明るい中心付近の領域 (-4 arcmin) 以外の外縁部では、1 keV 成分の存在を確認した。

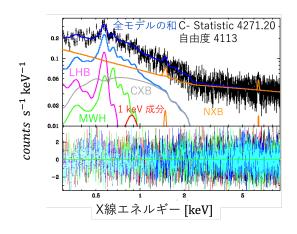


図 2: 1 keV 成分を考慮した背景領域のスペクトル

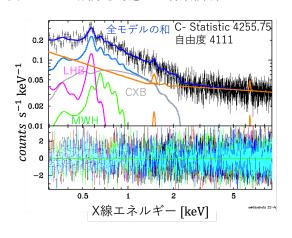


図 3: 1 keV 成分を考慮しない背景領域のスペクトル

3.3 温度・Normalization プロファイル

銀河団領域のスペクトルのベストフィットを元に、 1 keV 成分の有無を反映した 2 つのモデルについて、 それぞれの温度分布を作成した (図 4)。 1 keV 成分を 考慮したときと比べて、1 keV 成分を考慮しないと きは温度が低く見積もられることがわかる。

また、輝度のパラメータである norm (Normalization) を、各スペクトルを抽出した領域の面積で割った、norm プロファイルを作成した (図 5)。熱的放射モデルの norm は、 $10^{-14}\int n_e n_H dV/(4\pi D_A^2(1+z)^2)$ cm $^{-5}$ で与えられる。norm も同じく、1 keV 成分を考慮しないときは低く見積もられ、外縁部ではその影響が大きくなった。

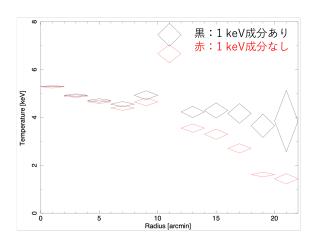


図 4: 温度分布

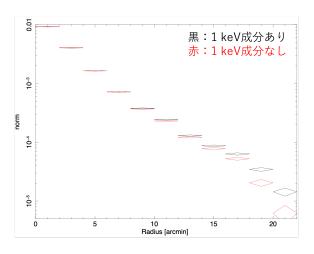


図 5: norm プロファイル

4 Discussion

図4より、1 keV 成分を考慮したときと考慮していないときで、銀河団の端の領域ではおよそ1 keV程度の違いが出ていることがわかる。これは、銀河団からの放射が微弱な外縁部領域では、背景放射が支配的になり、必然的に差が大きくなったためと考えられる。また、1 keV 成分を考慮しないときに温度を低く見積もってしまう原因としては、銀河団ガスの放射成分が、温度の低い1 keV 成分に引っ張られてしまうためであると考えられる。これらのことから、eROSITA においても1 keV 成分が検出されることがわかった。地球近傍ではない、太陽 – 地球の第2ラグランジュ点周りを周回する eROSITA で検出されたことから、1 keV 成分の起源は地球近傍

2022 年度 第 52 回 天文・天体物理若手夏の学校

の太陽風由来のものである可能性は低いと考えられる。

10-12 arcmin でみられる温度の跳ね上がりは、 点源除去がうまくいっていないことが原因である。こ の領域には、高エネルギーの X 線を放射する明るい 活動銀河核が存在し、その影響でベストフィットが高 めの温度にシフトしたと考えられる。今後は適切に 点源を除き、解析を進める。

5 Conclusion

本研究では、X線宇宙望遠鏡 eROSITA の解析データを用いて、すざく衛星で初めて報告された 1 keV の高温ガスのスペクトルに似た、起源不明の背景放射成分が検出されるかを調べた。

Abell 3158 の解析結果から、1 keV 成分の有無で、銀河団ガスの温度の見積りに大きな影響が出ることから、eROSITA においても 1 keV 成分が検出されることがわかった。太陽 – 地球の第2ラグランジュ点周りを周回する eROSITA で検出されたことから、1 keV 成分の起源は地球近傍の太陽風由来のものである可能性は低いと考えられる。

また、1keV 成分を考慮しないとき、銀河団ガスの 温度と norm が低く見積もられ、外縁部ほど背景放 射が支配的になり、その影響が大きくなることがわ かった。

Reference

Yoshino et al. 2009, PASJ, 61, 805

B. Whelan et al. 2022, A&A, 663, A171

高い鉄酸素比を持つ極金属欠乏銀河の元素組成比とそ の起源

総合研究大学院大学 物理科学研究科 渡辺 くりあ

未提出

可視光輝線と光電離モデルで探る極金属欠乏銀河の隠 れた非熱的放射源の正体

総合研究大学院大学 物理科学研究科 波多野 駿

未提出

中間赤方偏移における極端に大きな星形成率を示す銀 河種族の探査

東北大学大学院 理学研究科 佐久間 昴太

中間赤方偏移における極端に大きな星形成率を示す銀河種族の探査

佐久間 昂太 (東北大学大学院 理学研究科)

Abstract

星形成率が 500 ${\rm M}_{\odot}$ yr⁻¹ を超える,極端に大きな星形成率を示す銀河は,サブミリ波などでの探査により高赤方偏移(z>1)では多数見つかっているが,より小さい赤方偏移ではほとんど見つかっていなかった。このような銀河は可視域で暗く,これまでの広域探査では見逃され,統計的に過小評価されている可能性がある。本研究では,赤外線天文衛星「あかり」の全天探査で得られた遠赤外線カタログに可視光 SDSS および中間赤外線 WISE のカタログを組み合わせ,15,545 個の遠赤外線天体のカタログを構築した。そのうち,約半分の天体については SDSS のスペクトルから分光的赤方偏移の情報が得られたが,残りの天体については測光的赤方偏移の情報のみであった。測光的赤方偏移の情報から大きい星形成率が示唆される 42 個の銀河について,私たちはすばる望遠鏡/FOCAS・せいめい望遠鏡/KOOLS-IFU を用いた追観測を行い,分光的赤方偏移を決定した。遠赤外線銀河について,分光的及び測光的赤方偏移の情報に基づき,CIGALE を用いたスペクトルエネルギー分布フィッティングを行い,それぞれの星形成率の推定を行った。また,同じ共動体積となる赤方偏移のビン(0.1 < z < 0.4, 0.4 < z < 0.51, 0.51 < z < 0.62)をとって星形成率の分布を比較したところ,低赤方偏移側において極端に大きな星形成率を示す銀河の数は減少することが分かった。今回見つかった中間赤方偏移に存在する極端に大きな星形成率を示す銀河は、高赤方偏移で多く見られる同様の星形成活動の物理的なメカニズムを紐解く上で鍵となる可能性がある。

1 イントロダクション

準解析的銀河形成モデルと流体シミュレーションに基づく研究により、低赤方偏移における大質量銀河 $(M_*>10^{10}~{\rm M}_\odot)$ は、その星質量の大半を銀河内部で形成し、その後銀河どうしの衝突・合体を繰り返しながら進化することが示唆されてきた。この形成シナリオは、最も重い銀河では古い星種族が多いことや、星形成のタイムスケールが短いという観測結果を説明できる。大質量銀河同士の衝突・合体では、およそ $0.1~{\rm Gyr}$ 以内のタイムスケールで $500~{\rm M}_\odot~{\rm yr}^{-1}$ を超える活発な星形成活動が起こるというシミュレーション結果も報告されている (e.g., Springel et al. 2005)。

星形成銀河の主系列における赤方偏移進化 (e.g., Speagle et al. 2014) を見ると、大質量銀河は高赤方偏移 (z>2) のサブミリ波銀河に対応し、それらは普遍的に存在すると考えられる。さらに、大質量銀河は z<1.5 において HyLIRGs (Hyper-Luminous Infrared Galaxies; $L_{\rm IR}>10^{13}~{\rm L}_{\odot}$) と対応することが知られており、大質量銀河の数密度は HyLIRGs で

説明できる (Gao et al. 2021)。

しかしながら,大質量銀河どうしの銀河衝突率は z=2-3 で $\sim 0.5~{\rm Gyr}^{-1}$ であり,これだけでは極め て高い星形成率の普遍性が説明できない。この普遍性を説明するためには,より継続的な星形成率を再現することが必要である。シミュレーションにより,銀河どうしの衝突がなくても高い星形成率を再現できることが示されている(Narayanan et al. 2015)。一方で,空間分解して観測できる大質量銀河は少なく,観測的な証拠を集めるのは現状困難である。

近年,IRAS による探査により,中間赤方偏移 ($z\sim0.5$) において,極端に大きな星形成率を示す銀河種族の存在が示唆された (Rowan-Robinson et al. 2018)。これらの銀河は遠赤外線で明るく輝いており,高赤方偏移におけるサブミリ波銀河と類似している。また,これらの銀河は比較的近くに存在するため,高赤方偏移に存在する銀河と比べて空間分解できる可能性が高く,先述したような大質量銀河の進化を調べる上で良いサンプルとなる。

そこで本研究では、IRAS よりも位置決定精度の

高い、赤外線天文衛星「あかり」による全天探査の結果を用いて、中間赤方偏移における極端に大きな星形成率を示す銀河種族のサンプルを構築した。また、スペクトルエネルギー分布 (Spectral Energy Distribution; SED) フィッティングに基づき、それらの物理的性質についても統計的に調査した。

2 サンプル

本研究では、Chen et al. (2020) に基づきサンプルの構築を行った。まず、AKARI Far-Infrared Surveyor Bright Source Catalogue の中から Wide-S バンド (90 μ m) において S/N > 3 の天体を選択した。そして、それらを SDSS Data Release 15、AllWISE Source Catalog とマッチさせた。ここで、SDSS カタログからは i バンドで S/N > 5 の天体を選択し、AllWISE カタログからは W3 バンドで S/N > 5 の天体を選択している。

本研究では中間赤方偏移に存在する天体を扱うため,カタログから 0.1 < z < 1.0 の範囲に存在する天体を選択した。ここまでで 3589 天体が選択され,そのうち photo-z のみの天体が 2365 天体,spec-z がわかっている天体が 1224 天体であった。これらの spec-z は主に SDSS legacy と BOSS surveys に基づくものである。また,spec-z が分かっている天体のうち 7 天体は,すばる/FOCAS による観測で同定された天体である。

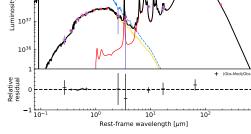
3 観測とデータ解析

3.1 せいめい望遠鏡による観測

我々は SDSS の検出限界より暗い天体の spec-z を同定するため,カタログ内の比較的暗い $(i\sim19)$ 46 天体について,せいめい望遠鏡/KOOLS-IFU を用いた分光観測を行った。観測は VPH-blue (410-890 nm) と VPH-red (580-1020 nm) のグリズムを用いた。得られたデータの整約は京都大学・岩室氏のウェブサイト 1 に基づき行った。そして MPFIT に基づく輝線フィッティングコードを用いて,それぞれの天体について輝線のフィッティングを行った。 いく

Stellar attenuated -- Stellar unattenuated -- Dust emission -- AGN emission -- Model spectrum • Model fluxes Observed fluxes

Best model for J050732.81+004640.2 (z=0.323, reduced χ^2 =0.11)



∑ 10³⁸

図 1: SED フィッティングの結果例

つかの天体におけるフィッティング結果を 表 1 に示す。全 46 天体のうち 42 天体において $H\alpha$ / [N II] の複合輝線, $H\beta$ 輝線,[O III] $\lambda 4958/5007$ 輝線,[O II] 輝線のいずれか,または複数が $> 1\sigma$ の精度で検出された。輝線が検出された天体については,その spec-z の値を見積もり,以降の解析に用いた。

3.2 SED フィッティング

本研究では、サンプルの星形成率や星質量といった物理量を推定するため、SED フィッティングコード CIGALE (Boquien et al. 2019; Yang et al. 2022)を用いて SED フィッティングを行った。フィッティングでは、delayed- τ にスターバーストのモデルを加えた星形成史 (Star Formation History; SFH) にBruzual & Charlot (2003) に基づく星種族 (Single Stellar Ppulation; SSP) モデルを組み合わせた。ここで、初期質量関数 (Initial Mass Fucction; IMF) にはSalpeter IMF を適用した。また、ダスト減光モデルにはCharlot & Fall (2000)、ダスト輝線モデルにはDrain et al. (2014)、AGN モデルにはSKIRTOR (Stalevski et al. 2012, 2016)をそれぞれ用いた。図1に、このフィッティングで得られたサンプルのSED例を示す。

¹http://www.kusastro.kyoto-u.ac.jp/ iwamuro/KOOLS/

21. 牌様ノイツノイングの和米例								
id	redshift	$H\alpha$ flux	[N II] flux	$H\beta$ flux	[O III] flux			
		10 ⁻¹⁴ erg s ⁻¹ cm ⁻²	$10^{-15} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$	10 ⁻¹³ erg s ⁻¹ cm ⁻²	$10^{-15} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$			
J000010.65 + 041704.8	0.137	$1.05 {\pm} 0.0071$	$6.94 {\pm} 0.063$	NaN	NaN			
J003009.09-002744.3	0.242	14.01 ± 0.0095	72.04 ± 0.083	11.71 ± 0.077	$16.71 {\pm} 0.065$			
$\rm J011230.13{+}274904.0$	0.283	$0.96 {\pm} 0.011$	$5.77 {\pm} 0.078$	$1.91 {\pm} 0.061$	$2.56{\pm}0.046$			
$\rm J013833.33{+}062824.0$	0.343	$2.60{\pm}0.0086$	$13.77 {\pm} 0.087$	$4.11 {\pm} 0.037$	$2.08{\pm}0.029$			
J014606.48+012145.8	0.330	$0.93{\pm}0.0058$	$3.41{\pm}0.060$	$1.54 {\pm} 0.032$	$0.59 {\pm} 0.025$			

表 1. 輝線フィッティングの結果例

表 2: SED フィッティングから推定された物理量の例

id	redshift	$\log L_{\mathrm{dust}}$ $\log \mathrm{W}$	$\log SFR$ $\log (M_{\odot} yr^{-1})$	$\log M_*$ $\log {\rm M}_{\odot}$
J050732.81+004640.2	0.323	38.69	2.28	11.42
J045104.76-011353.0	0.101	37.74	1.33	10.86
J042741.20-001647.8	0.300	38.52	2.11	10.98
J050050.68 + 000539.6	0.106	37.67	1.26	11.00
$\rm J080625.98\text{-}004249.5$	0.159	38.25	1.84	10.73

4 星形成率と星質量

CIGALE のフィッティング結果に基づき, 星形成率 (Star Formation Rate; SFR) を推定した。SFR は Kennicutt et al. (2012) の処方に基づき, 母銀河の ダスト光度から以下の式を用いて推定した。

$$\log \left(\frac{\text{SFR}}{[\text{M}_{\odot} \text{ yr}^{-1}]} \right) = \log \left(\frac{L_{\text{dust}}}{[\text{erg s}^{-1}]} \right) - 43.41 \quad (1)$$

ここで $L_{\rm dust}$ は母銀河のダスト光度である。表 2 に、いくつかの天体における SED フィッティングの結果を示す。また,図 2 に SED フィッティングから求めたサンプルの星形成率と星質量の関係を示す。黒の点はサンプル全体,オレンジの星印はすばる/FOCASにより spec-z が同定された天体,青の星印はせいめい/KOOLS-IFU により spec-z が同定された天体を表している。さらに Speagle et al. (2014) に基づき,z=0.1,0.5,1.0 における星形成銀河の主系列 (Main Sequence; MS) と比較した。我々のサンプルのほとんどが MS 銀河よりも有意に高い星形成率を示し,これらはスターバースト銀河であることが分かる。また,それらの星質量に注目すると, $10^{10} < M_* < 10^{12}$ の範囲に位置し,大質量の銀河種族であることも分かる。

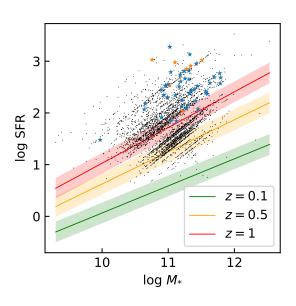


図 2: 星形成率-星質量関係

5 星形成率分布の進化

次に,極端に大きな星形成率を示す銀河の数が,赤方偏移とともにどのように変化するかを調べるため,サンプルを同じ共動体積(2 Mpc)の赤方偏移ビンごとに分割した。各ビンにおける赤方偏移の範囲は0.1 < z < 0.4 < z < 0.51,0.51 < z < 0.62 となっている。図 3 に赤方偏移ごとの星形成率分布を示す。黒の実線はサンプル全体,グレーのヒストグラムは SDSS から spec-z が分かっている天体,オレンジのヒストグラムは すばる/FOCAS の観測により spec-z が同定された天体,青のヒストグラムはせいめい/KOOLS-IFU の観測により spec-z が同定された天体を表している。また,赤の鎖線は各赤方偏移範囲における,赤外線天文衛星「あかり」の大まかな検出限界を示している。

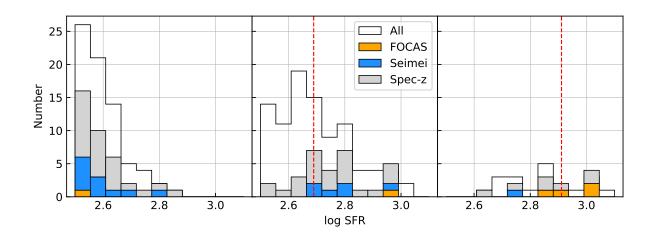


図 3: 赤方偏移ごとの星形成率分布

高赤方偏移側の検出限界である,星形成率 >800 $\rm M_\odot$ yr $^{-1}$ の天体数の変化に注目すると,z>0.4においては 10 天体程度と大きな変化はない。しかし,z<0.4においては一つも存在しないことが分かる。次に星形成率 >500 $\rm M_\odot$ yr $^{-1}$ の天体数の変化に注目すると,赤方偏移の増加とともに大きく減少していることが分かる。これはこれまでに知られていた,ULIRG の数が z=0-2 にかけて増加するという傾向 (e.g., Magnelli et al. 2011) とは異なる結果である。つまりこれは,z<0.4 の宇宙において,高い星形成率を示す多くの銀河がこれまでの研究で見逃されてきた可能性を示唆する。

6 結論

本研究では、赤外線天文衛星「あかり」の全天探査で得られた遠赤外線銀河の SED フィッティングを行い、それらの物理的性質を統計的に調査した。サンプルの星質量は、そのほとんどが $10^{10} < M_* < 10^{12}$ の範囲に位置し、大質量の銀河種族であることが分かった。また、MS 銀河と比較すると、サンプルはより高い星形成率を示し、スターバースト銀河であることも分かった。さらに、同じ共動体積となる赤方偏移のビン(0.1 < z < 0.4 0.4 < z < 0.51 0.51 < z < 0.62)をとって星形成率の分布を比較したところ、低赤方偏移側において極端に大きな星形成率を示す銀河の数は減少することが分かった。今後はこれらの銀河

がなぜ高い星形成率を示すのか、高い空間分解能で の調査を進めたい。

Reference

Boquien, M. et al. 2019, A&A, 622, A103

Bruzual, G., Charlot, S. 2003, MNRAS, 344, 4

Charlot, S., Fall, S. M. 2000, ApJ, 539, 718

Chen, X. et al. 2020, ApJ, 900, 51

Drain, B. T. et al. 2014, ApJ, 780, 172

Gao, F. et al. 2021, A&A, 654, A117

Kennicutt, R., Evans, N. 2012, Annual Reviews of A&A, 50, 531

Magnelli, B. et al. 2011, A&A, 528, A35

Narayanan, D. et al. 2015, Nature, 525, 496

Rowan-Robinson, M. et al. 2018, A&A, 619, A169

Speagle, J. et al. 2014, ApJ, 15, 214

Springel, V., Di Matteo, T., & Hernquist, L. 2005, ApJ, 620, 2

Stalevski, M. et al. 2012, MNRAS, 420, 4

Stalevski, M. et al. 2016, MNRAS, 458, 3

Yang, G. et al. 2022, ApJ, 927, 192

X線解析で解明するスターバースト銀河 M82 から吹き 出す高温電離ガスの銀河間空間への重元素輸送

東京大学大学院 理学系研究科 JAXA 宇宙科学研究所 八木 雄大

X 線解析で解明するスターバースト銀河 M82 から吹き出す 高温電離ガスの銀河間空間への重元素輸送

八木 雄大 (東京大学大学院 理学系研究科 JAXA 宇宙科学研究所)

Abstract

活発な星生成が行われているスターバースト銀河では大質量星の超新星爆発に伴い、星内部で生成された重 元素が銀河風により円盤領域から周辺領域へ輸送される。横向きの円盤銀河である M82 は銀河系近くにある 典型的なスターバースト銀河で大規模な銀河風をもつ。銀河面と垂直な方向に吹き出す高温電離ガスが X 線 により観測されているが、その複雑な系の構造は理解されていない。[1] では、2005 年のすざく衛星による 円盤領域を含む北側銀河風の観測データを用いた。複雑な円盤領域の放射を電離平衡プラズマ放射モデルの 重ね合わせとしてフィットする手法では、エネルギースペクトルは再現できなかった。銀河風領域の解析で は、すざくの低い角分解能の影響による円盤領域からの強い放射の漏れ込みを考慮する必要がある。X 線望 遠鏡の応答関数の広がりから漏れ込み評価を行い、銀河風領域の重元素組成比 O/Fe, Ne/Fe, Mg/Fe は位置 依存性がないと結論付けた。しかし、再現できていない円盤放射モデルを用いて銀河風領域への漏れ込み量 を評価していたため、プラズマ温度と重元素の評価に不定性が残っている。すざくは 2014 年に追加観測を 行い、銀河風の北側領域で観測時間を約2倍とし新たに南側領域も観測した。私は南北方向の銀河風領域を 円盤領域からの距離ごとに分割し、各領域でのエネルギースペクトルを解析することで重元素の輸送につい て調べた。円盤領域では複雑な放射モデルを仮定せず、最も簡単な単温度の放射モデルを用い各重元素の輝 線強度を求めた。また、より正確な放射源を設定し応答関数の広がりを求め、正確な漏れ込みの評価を行い、 銀河風領域からの純粋な放射成分を求めた。そして円盤領域から銀河風領域に重元素を含む冷えたガスが広 がっていることを示唆した。本講演ではスターバーストにより起こるアウトフローの観測的知見と XRISM への期待を報告する。

スターバースト銀河 M82 と観 測衛星

活発な星生成が行われているスターバースト銀河では大質量星の超新星爆発に伴い、星内部で生成された重元素が銀河風により円盤領域から周辺領域へ輸送される。横向きの円盤銀河である M82 は銀河系近くにある典型的なスターバースト銀河で大規模な銀河風をもつ(図1)。銀河面と垂直な方向に吹き出す高温電離ガスが X 線により観測されているが、その複雑な系の構造は理解されていない。

[1] では、2005年の X 線天文衛星すざくによる Disk (円盤) 領域を含む北側 Wind (銀河風) の観測データを用いた。複雑な Disk の放射を電離平衡プラズマ放射モデルの重ね合わせとしてフィットする手法では、エネルギースペクトルは再現できなかった。Wind の

解析では、すざくの低い角分解能の影響による円盤 領域からの強い放射の漏れ込みを考慮する必要があ る。図2にすざくの望遠鏡の応答関数 (point spread function; PSF) の広がりによる点現像の見え方を示 した。実際の放射源が点であっても、角分解能の低 いすざくではぼやぼやした像に見えてしまうため (図 3、左)、外側に漏れ込みんだ放射のせいでその領域 の純粋な放射を過剰に見誤ってしまう。そのため漏 れ込み分を評価した上で、純粋な放射について議論 する必要がある。[1] は、すざくの見た像を放射源と 見立てて漏れ込みを評価した上で、Disk で3温度、 N-Wind で2温度のプラズマ成分が存在することを 示唆した。しかし、そもそも Disk のスペクトルを再 現できていない上に、ぼやけた像では漏れ込み量を 適切に評価できていない。

そこで私は、角分解能の良い X 線天文衛星であ

る Chandra の画像をより理想的な放射源として (3、右))、光子検出のシミュレーター xissimarfgen を用いて、有効面積のレスポンスファイルを作成した。より正確な漏れ込み量を推定し、Wind の純粋な放射を求めることで、スターバーストによりプラズマガスがどのように広がっているかを調べた。

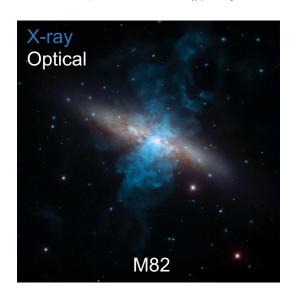


図 1: スターバースト銀河 M82 のスターバースト 現象により銀河円盤から南北の垂直な方向に生じた 銀河風。X 線で観測される高温電離ガスである銀河 風は青で描かれ、可視光で見られるのが銀河円盤が 白で描かれている。X-ray (青): NASA/CXC/Univ. of Toulouse/M. Bachetti et al, Optical (白): NOAO/AURA/NSF

2 各領域のスペクトル結果と議論

2005 年と 2014 年の Disk のスペクトルを図 4,5 に示す (以降の図中の誤差は 90%の信頼度である)。 2005 年では低エネルギー側に多数の輝線が確認でき、高エネルギー側は点源 X-1 による放射が卓越していることが分かる。 2014 年には長年運用したことによる検出器の放射線損傷により低エネルギー側が鈍っているため、 2005 年の輝線のフィット結果を用いた。また、輝線フィットでは衝突電離プラズマモデルから主要な輝線を抜き、ガウシアンにより補間するこ

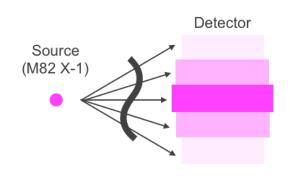


図 2: 点源を観測したときに他の領域に光が漏れ込んでいる様子。X 線望遠鏡の応答関数 (PSF) の広がりにより、明るい点源放射が広がって輝くように観測されてしまう。

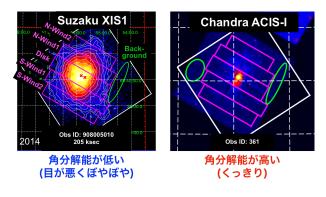


図 3: M82 のすざく (左) と Chandra (右) による観測画像。 Disk 領域から南北に銀河風が伸びている。 Disk 領域にある点源 X-1 がすざくではぼやぼや広がって見えている。一方 Chandra では放射が広がっておらず、理想的な点源により近いことが分かる。

とで、多温度成分によるモデル化をせず 0.5-1.0 keV の単温度でフィットできることを示した。

Disk のモデルを決定したら、今度は Wind1 への漏れ込み量を推定した上で純粋な放射が存在するかを確認した。このとき応答関数である ARF の不定性により漏れ込みの scale が 25%程度合わない。そこで高エネルギー側は点源である X-1 の漏れ込みが支配的とし、高さが合うように scale factor を決めた(図6)。その結果、北側で 0.2-0.5 keV、南側で 0.0-0.3 keV の純粋な放射が存在することを明らかにした。これらの温度は Disk よりも低く、外側の領域に広がりながら冷えいることを示唆する。図 7 は、高さのscale factor とプラズマ温度 kT (keV) のコントアで、

信頼度 90%で温度は高々 0.6 keV であることが分かる。

また、さらに外側の Wind2 では Disk と Wind1 からの漏れ込みが考えられる。しかし、Wind1 からの漏れ込みの scale factor をフリーにすると、漏れ込みがなくてもフィットすることができた (図 8)。一方で、漏れ込みのみのフィットはできなかったことから、Wind2 にも純粋な放射が存在することが示唆された。 Wind1 の漏れ込み量を決めることができなかったため、Wind2 のプラズマ温度は決定することができなかった。

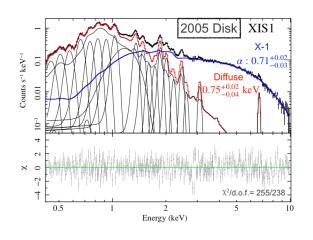


図 4: 2005 年に観測された Disk 領域のスペクトル。低エネルギー側に輝線が多く確認できる。高エネルギー側は点源 X-1 からの放射が支配的である。

3 結論と将来計画

[1]では、X線天文衛星すざくによる M82 の北側銀河風領域の解析を行い、Disk 領域で 3 温度、N-Wind 領域で 2 温度のプラズマ成分が存在することを示唆した。しかし、同じ空間に多温度のプラズマガスが分布しているのは物理的に不自然である。そこで私は追観測により得られた南北方向の銀河風観測を用いて、物理的により最もらしいシンプルな単温度モデルでスペクトル成分を表現することを目指した。すざくは角度分解能が低く、Disk 領域の明るい放射

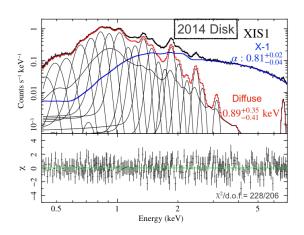


図 5: 2014 年に観測された Disk 領域のスペクトル。 低エネルギー側が放射線損傷により鈍っている。そ のため低エネルギー側の輝線成分は 2005 年のフィッ ト結果を用いた。

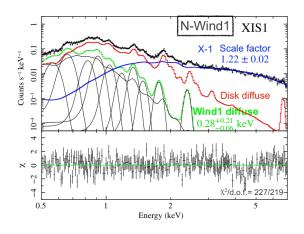


図 6: 2014 年に観測された N-Wind1 領域のスペクトル。Disk 領域からの漏れ込みである X-1 放射と Diffuse 放射に加え、N-Wind1 領域からの純粋な放射が存在することが分かる。

が Wind 領域に漏れ込んでしまうため、角度分解能の高い Chandra の画像を理想的な放射源に見立ててより適切な漏れ込みを評価した。その結果、Disk はシンプルな単温度のプラズマガスと輝線成分でモデル化に成功し、Wind1 領域にも純粋な単温度放射が

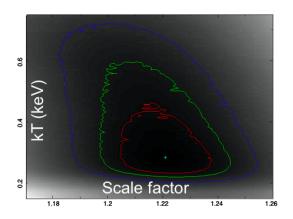


図 7: N-Wind1 領域のフィッティングパラメータである scale factor と N-Wind1 の純粋な放射のプラズマ温度 kT (keV) のコントア。

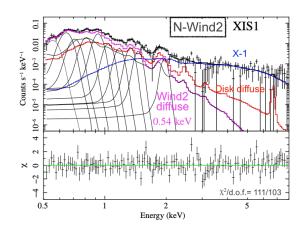


図 8: 2014年に観測された N-Wind2 領域のスペクトル。N-Wind1 領域からの漏れ込みの scale factor をパラメータフリーにして入れると、漏れ込み無しでフィットできる。

存在することを示唆した。Wind1のプラズマ温度は 0.2-0.3 keV で、Disk の 0.7.1.3 keV より低いことから、Disk 領域から冷えたガスが広がっていることを示唆した。Wind2 領域では、外からの漏れ込みだけではスペクトルを説明できず、純粋なハローの放射成分が存在することを示唆したものの、正確な漏れ込み量を決めきれずプラズマ温度までは明らかにできなかった。

2023 年打ち上げ予定の XRISM/Resolve は、すざ

くに比べ 30 倍を超える分光性能を持つ。そのため M82 の低エネルギー側で見られた多数の元素輝線 を高精度で分解することが可能になる。Resolve の Disk/Wind 領域の観測から分解した輝線に着目する ことでプラズマ温度を決定できることが期待される。

Acknowledgement

本研究を進めるにあたり、指導教員である山崎典子教授 (東京大 ISAS/JAXA) を始め、満田和久教授 (元: 東京大 ISAS/JAXA, 現: 国立天文台)、松下恭子教授 (東京理科大) には多大な助言を賜った。深く感謝申し上げる。

Reference

[1] Konami, S., et al., PASJ, 63, sp3, S913-S924, 2011

銀河 a24

アーカイブデータを用いた Changing-Look Quasar(CLQ) の探査、及びフォローアップ観測

京都大学大学院 理学研究科 及川 雄飛

アーカイブデータを用いた Changing-Look Quasar(CLQ)の探査、及びフォローアップ観測

及川 雄飛 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

quasar の構造を知ることは、超巨大ブラックホールの形成過程の解明に繋がる。特に、広輝線領域はブラックホール質量推定に使用される重要な構造である。広輝線領域の構造を知るために、Changing-Look Quasar(CLQ) と呼ばれる、広輝線領域が数年の短期間で大きく変動する天体に着目した。

CLQ の変化過程を調べることで、広輝線領域の構造や運動情報が得られることが期待できる。しかし、従来見つかっている CLQ のほとんどは偶発的に発見されたものであり、変化過程の観測には間に合っていない。そこで本研究では、現在進行形で Changing-Look を引き起こしている CLQ を探査し、フォローアップ分光することを目指した。

quasar のリストである milliquas に含まれていて、ZwickyTransient Factory DR4 に存在する約 280 万天体の光度曲線を解析した。直近 2~3 年の光度曲線から、増光している 4 つの quasar を候補とし、フォローアップ測光観測で確かめた。増光が確認できた 1 天体に対して分光観測を複数回行う。広輝線領域の楕円形円盤モデルを適用することで Ha,Hb 広輝線領域の内縁半径・外縁半径・離心率・disk の視線角度の変化を測定した。

4 候補天体中、増光中の CLQ を 1 天体発見することに成功した。さらに、フォローアップ分光観測の結果、 20 年前の分光結果と比較した際に disk のより内側が明るくなっていることが判明した。

ZTF を用いた CLQ の探査手法が有効であることを実証した。さらに本手法では、増光過程の天体を探査することが可能となるため、増光に伴う広輝線領域の変化過程を観測的に明らかにすることに成功した。

1 イントロダクション

現在の天文学における一つの問題として超巨大ブラックホールの成形過程がある。一般的な銀河には超巨大ブラックホールが存在するが、なぜ数十万倍にまで成長するのかは未だに不明である。この解決の糸口の一つとして超巨大ブラックホールが質量を獲得する様子であるquasarが存在する。quasarの構造や成長過程を研究することでこの超巨大ブラックホールの形成過程の理解が進むと予想できる。

quasar の成長過程の一つに Changing Look(以下 CL) 現象と呼ばれる、数年間でスペクトルタイプが変わりそれに伴い増(減)光する現象がある。 CL 現象は LaMass et al. (2015. ApJ, 800, 144)で注目されて以来 100 天体近く発見されている。この急激な増減光の原因であると考えられる質量降着率の変化の原因や、 CL 現象が quasar の成長過程のどのタイミングで発

生するのかは不明であるため、CLQで何が起こっているのか、このような問題を解くことは quasar の構造や成長過程を知るために必要な事である。

quasar の構造を理解するための一つの手法として増 光中の CLQ を複数回にわたり分光観測を行うこと が挙げられる。広く知られている quasar 統一モデル によると quasar の急激な増光では、まず中心部分が 急に強く光り、そこから外側の円盤等に光が伝達す ると考えられている。この中心から外側へ数年間を かけて光が伝達をする様子を分光観測により測定す ることで、内側から外側にかけて強く光る部分がう つりかわるため、quasar の構造が予想することがで きると考えられる。

2 手法

2.1 サンプルセレクション

増光中の CLQ を発見するために現在増光している 天体を予測して観測候補天体を絞る。手法としては Zwicky Transient Facility Data Release4(ZTFDR4) と呼ばれる、ほぼ全空域のあらゆる等級の天体の時 系列データの中から milliquas(quasar のカタログリ スト) に名前が載っている quasar を抽出。次にこの 状態では同一天体同一フィルターのデータが重複し ていることがあるのでこれを統合する。この天体の 直近2~3年前の等級データに対して時間に対する等 級変化を1次関数でフィッティングする。その傾きか ら1年間で0.5等以上明るくなっている、3年以内の 観測回数が30回以上、観測予定日(2021年夏~秋) に18等級以上であるという条件に該当する天体を選 び62天体が候補になる。最後に、本研究の目的であ るスペクトルタイプ変化前後での広輝線領域の変化 を調べるために、過去に1度以上分光されたことの ある天体、岡山で夏から秋で観測可能な天体という 条件で絞ると 4 天体が選ばれた。(表:1)

表 1: 本研究における観測対象リスト

※印はリスト作成時に誤って別天体の Z の値を参照 にし観測したたが、後にこの天体の分光観測結果が見つからなかったのでここではこのような標記にする。

Ra	Dec	name	z
15.69067	+58.40309	TEX 0059+581	*
344.04925	+14.84989	SDSS J225611.82+145059.5	0.251453
350.49942	+27.54623	B2 2319+27	1.25512
356.39076	+33.47612	SDSS J234533.78+332834.0	0.368231

2.2 観測手法

2.1 で選ばれた 4 天体をせいめい望遠鏡の測光 観測装置 TriCCS で等級を調べる。この観測結果 と ZTFDR4 での等級データを同時プロットして、 ZTFDR4での等級よりも観測時の等級の方が明るかっ た場合は増光天体とみなす。その後観測可能な限り 2 か月おきにせいめい望遠鏡の分光観測装置 KOOLS で増光天体の分光観測を行う。

2.3 解析手法

観測した分光データと過去の分光結果それぞれに 対して波長に対するフラックス密度をプロットし広 輝線が出現したかどうかを調べ CLQ の同定を行う。 CLQ であった場合は次の手順に従って H α 、H β 広輝線領域を調べる。はじめに Shen et al. (2015)、 Guo et al. (2018), Wang et al. (2018, in prepration) を元に作成されたプログラムである PyQSOfit を用 いて、Haと Hb の広輝線成分のみをとりだす。 その各広輝線に対して、Eracleous et al. (1995)で用 いられる楕円モデルを用いてフィッティングを行う。 今回の楕円モデルでは中心ブラックホールの周りに 楕円軌道の降着円盤があり、その上空に同じく楕円 軌道の広輝線領域が存在し、そこから光が放出され ていると考える。通常であれば円形のモデルを採用 するが、今回楕円型を採用した理由として、候補天 体の過去の分光結果の Η α 広輝線が非対称的で楕円 モデルでないと再現ができないためである。この楕 円モデルには7つのパラメータが存在し、それぞれ ξ_1 、 ξ_2 、楕円の回転角 ϕ_0 、離心率 ϵ 、微小域での輝線 速度幅 σ、輝度分布 q、円盤の視線方向からの角度 i である。今回は輝度分布を3で固定(標準円盤モデル より)、円盤の視線方向 i を 22.5°で固定 (過去と現 在の約20年で銀河の角度が変わるとは考えられない ため) し、他5パラメータをフィッティングした。

3 結果

3.1 測光観測の結果

4候補天体の観測結果が次のようになる。(図:1) 青点が ZTFDR4 での測光観測データ、赤点が今回観測したせいめい望遠鏡 TriCCS による観測結果。そのうち 1 天体 (SDSSJ2256) が増光中であることが判明したためこの天体を分光観測した。

3.2 分光観測結果

SDSSJ2256 に対して 2021 年の 10 月と 12 月にそれぞれ 2 度分光観測を行った。この時、12 月は S/Nが非常に悪かったため計 3 日間にかけて分光観測を

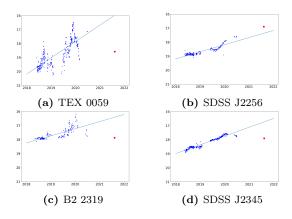


図 1: 観測した測光結果。横軸が観測日 (年)、縦軸が g-magnitude((1c) のみ i-magnitude)。青点が過去 の測光データ、青線が 1 次近似した直線、赤点が実際 に観測した結果。それぞれ (1a) が TEX0059+581、 (1b) が SDSSJ225611.82+145059.5、(1c) が B22319+27、(1d) が SDSSJ234533.78+332834.0。

行い合成した。その観測結果をプロットすると次のようになる。(図:2)

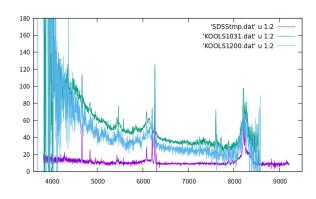


図 2: SDSS J225611.82+145059.5 の分光観測結果。横軸が観測波長(Å)、縦軸は Flux density。紫が 2001年、緑が 2021年10月、青が 2021年12月。

3.3 フィッティング結果

それぞれ3つの分光結果を楕円モデルでフィット した結果とモンテカルロ法によるフィット結果は次 のようになった。(表:2)

さらに各結果に対して楕円円盤の内半径と外半径 をプロットすると次のようになる。(図:3.4.5)

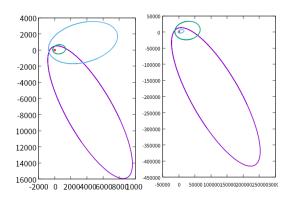


図 3: $H\alpha$ 広輝線領域の円盤の内半径と外半径。(0,0) が中心ブラックホールになるように規格化した距離 r/r_g でプロットしたもの左が内半径、右が外半径。それぞれ紫が 2001 年、2021 年 10 月が緑、2021 年 12 月が青。

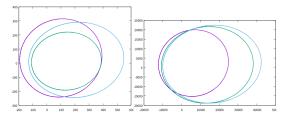


図 4: $H\beta$ 広輝線領域の円盤の内半径と外半径。(0,0) が中心ブラックホールになるように規格化した距離 r/r_g でプロットしたもの左が内半径、右が外半径。それぞれ紫が 2001 年、2021 年 10 月が緑、2021 年 12 月が青。

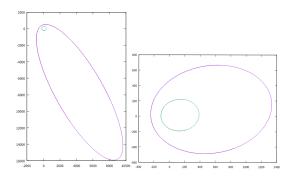


図 5: 図 3 と図 4 を重ねたもの。Hα が紫、Hbeta が緑。 左が 2001 年の Hα、Hbeta 広輝線領域の内半径。右 が 2021 年 10 月のもの。

4 議論

まず表 2 と図 3 より H α 広輝線領域の変化からみると、2001 年は離心率が 0.95 となっているため非常に広い範囲で光っていることになる。反対に 2021 年

 $\frac{52}{11940 \pm 1020}$ 2001 0.951 ± 0.003 2021 年 10 月 2021 年 12 月 241 ± 47.88 12000 ± 3700 9.30 ± 3.17 14.70 ± 7.33 0.697 ± 0.037 $1213.3 \,\pm\, 100.0$ 789 ± 226.9 750 ± 101.38 1570 ± 3729 0.829 ± 0.096 Hβ $\frac{\xi_1}{189 \pm 18.43}$ $\frac{\xi_2}{12000 \pm 1662}$ $\frac{\phi_0}{20.20 \pm 10.90}$ 2021 年 10 月 2021 年 12 月 129 ± 11.41 9970 ± 3333 6.30 ± 3.05 0.620 ± 0.031 2000.3 ± 141.7

表 2: フィッティング結果 (左) とエラー値 (右)。

10月ではより中心ブラックホール付近で光っている ことがわかる。また 2021 年 12 月に関しては離心率 のエラーが 0.1 と非常に大きく、フィット結果を見て もノイズの影響が大きいとも考えられるのでここで は議論には含まないとする。この 2001 年と 2021 年 の比較より、スペクトルタイプの変化による増光に 伴い中心 BH から周辺の広輝線領域へ光エネルギー が伝番し中心付近の広輝線領域が光ったと解釈でき る。また、2001年の広輝線領域の離心率が0.95と歪 な形をしており円盤の離心率が 0.95 という解釈は難 しいので他の原因があるとも考えられる。その解釈 の一つとして実際に強く光る広輝線領域が散乱して いるという解釈があるが、この解釈に関しては今後 の研究が必要になると考える。続いて表2と図4か ら H β 広輝線領域の変化をみると、2001 年の離心率 のエラーが 0.096 と非常に大きいが、他に 2001 年の データがないことと離心率が 0.36 のから± 0.1 では それほど形に大きな影響がないためここではデータ を信用して議論する。楕円の内半径に関しては Η α 同様、2021年の方がより内側で光っているにもかか わらず、外半径では 2001 年の方がより内側が光って いると解釈ができる。Hα広輝線領域と同じ解釈を するのであればスペクトルタイプ変化による増光に 伴いより中心 BH 付近に光が伝番し明るくなったも のの、Η β広輝線に必要なエネルギーが Η α広輝線 より大きい分 2001 年時点で Η αより内側が明るく 増光前後による影響が少ないため、広輝線の変化が 少ないと考えられる。

5 Conclusion

本研究では増光中の CLQ に着目し、アーカイブ データから増光中の quasar を発見することと、分光 観測による H α 、H β 広輝線領域の変化を調べた。 増光中天体の発見に関しては、4天体の候補から実際 に増光中の天体が1天体発見することができたためこの手法により増(減)光中のquasarを発見することが期待できる。続いてモニター分光観測とフィッティングによる解析に関しては、2021年12月の結果がS/Nが悪くうまくフィットできなかったものの、変化を追うこと自体はできると予想できる。最後に今回用いた楕円モデルに関しては、SDSSJ2256の2001年のフィッティングを行う際に楕円である必要が判明したものの、離心率がかなり大きくなってしまっているためモデルが不十分である可能性は高いと考えられる。最後に離心率が0.95ということが実際の構造であった際の解釈をするために、中心BHの質量の計算を行うことや、フィッティング手法で現在固定してしまっている角度iを変化させるなど、課題も多いことが分かった。

6 参考文献の書き方

LaMass et al. 2015, ApJ, 800, 144 Shen et al. 2019, APJS, 241, 34 Guo et al. 2019. MNRAS, 482, 3288 Eracleous et al. 1995, Apj, 438, 610 銀河 a25

GaiaDR3の運動データから明らかになったセファイド の渦状腕とその過渡的性質

東京大学大学院 理学系研究科 舩越 菜月

GaiaDR3の運動データから明らかになったセファイドの渦状腕とその過渡的性質

舩越 菜月 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

天の川銀河の主な構成要素である渦状腕の形成メカニズムは 50 年以上にわたって議論が続いている。ESA の位置天文衛星 Gaia によって天の川銀河内の恒星の 6 次元データ (位置、速度) が得られ、様々な運動学的構造が発見されているが、現在の視差測定の精度では渦状腕を構成する恒星の観測は太陽近傍の狭い範囲に限られている。古典的セファイドと呼ばれる脈動変光星は周期光度関係によって距離を精度良く推定できる点で、銀河の構造と進化のよいトレーサーである。ここでは、約 1300 個の古典的セファイドを Gaia DR3 とクロスマッチさせ、太陽から約 10kpc までの範囲で古典的セファイドの 3 次元運動をマッピングし、古典的セファイドの 3 次元速度の分布が渦状腕ごとに異なった運動パターンを示すことを明らかにした。特に Outer アームに沿ったセファイドは、外側のものが内向きの、内側のものが外向きの速度を示す傾向にあり、腕が強くなる成長過程にあると考えられる。一方 Perseus アームは崩壊しつつあることが確認された。これらの異なるパターンは渦状腕の過渡的な性質を示すものであり、渦状腕の形成進化を知る手がかりになるだろう。

1 Introduction

渦状腕は天の川銀河の主要な構成要素の一つであるが、銀河の渦状腕の形成・進化は未だ根本的な問題である。渦状腕は銀河の星形成に重要な役割を担っており、星形成と関連の深いトレーサー(巨大分子雲、大質量星形成領域、HII領域、OB型星、若い散開星団(<20Myr)など)によって研究されてきた。銀河系の広い範囲で多くの渦状腕トレーサーを見つけ、それらの距離や運動をできるだけ正確に測定することは、渦巻き構造を解明する上で不可欠である。

位置天文衛星 Gaia は近年画期的なデータを提供し続けている。今年6月には3回目のデータ公開 (DR3)が行われ、多数の明るい星の視差・固有運動に加えて、3000 万以上の天体の視線速度が得られている。DR3 が明らかにした恒星の空間分布によって、OB型星や若い散開星団が腕に沿ってはっきりと分かれて分布していることがわかった。今後、太陽近傍のアームを調査することで、より詳細な渦状腕の局所的構造やその運動が明らかにされるだろう。しかし、Gaia による観測で天体の空間分布・運動分布を明らかにするためには、視差測定による距離推定の精度がネックとなる。視差は天体までの距離が遠いほど

小さくなるため、遠い天体ほどその測定精度は低くなり、天体の3次元運動を論じる際にはさらに大きな誤差を生む原因になる。そのため、広範囲にわたって詳細な渦状腕の構造や運動を描くことは難しい。

セファイド変光星は距離推定の問題を解決できる 天体である。セファイドは周期光度関係に従っているため、エポック観測によって周期を決定すること で絶対等級が推定できる。この絶対等級とみかけの 等級を比較し、前景の星間空間における消光を考慮 することで天体までの距離を得ることができる。こ うして得られた距離は、特に太陽から 4kpc より遠い 距離では Gaia の視差測定によって得られた距離より も正確であることが知られている。

セファイドには古典的セファイドと II 型セファイドの2つのタイプがあり、異なる周期光度関係を持っている。古典的セファイドは主に銀河面に分布しており、20-300Myrの年齢を持つ。OB 型星や若い散開星団など明らかに腕をトレースすると考えられている天体の年齢と比べると同程度か少し古いが、銀河を構成する星としては比較的若い。比較的若い星であるため、銀河の回転に沿った運動をしていると考えられており、その速度分散は小さいことがわかっている。距離推定の精度の良さも相まって、銀河円盤の

回転曲線の測定に使用されることが多い (Mroz P. et al. (2019) など)。このことから、古典的セファイドは、もしも系統的な運動を保持している場合にその運動を発見しやすいという特徴がある。一方 Π 型セファイドは年齢が 10 Gyr 以上の古い小質量星で、主にバルジに分布し、銀河回転には沿わない。ここでは Π 型セファイドは扱わないが、 Π 型セファイドを古典的セファイドに誤分類すると、天体までの距離が過大評価されることになるため注意が必要である。

ここでは Gaia DR3 と周期光度関係からすでに距離が決定されている古典的セファイドをクロスマッチさせることで、正確な距離と三次元速度が得られる古典的セファイドのカタログを得た。これらはこれまでになく銀河円盤の広い領域をカバーできる 6次元データである。ここでは、鉛直方向の分布は考えず、2次元空間分布と 2次元速度について議論する。

2 Sample Selection

Skowron, D. M. et al. (2019a) 、 Skowron, D. M. et al. (2019b) は Wang S. et al. (2018) の周期光度関 係と中間赤外における光度曲線を用いて銀河系内の 2431 個のセファイドの距離を測定した。消光は Bovy J. et al. (2016) の消光マップを使用して推定した。 2431 個のセファイドは、Optical Gravitational Lensing Experiment (OGLE) と銀河中心から約 20kpc までの銀河円盤を調査した Galactic Variability Survev(GVS) により同定された。このプロジェクトは、 銀河系円盤と中心部の長期的なサーベイで、変光星 の検出と分類に重点を置いている。観測に赤外線を 用いることで、星間塵による高い消光の影響を受け る可視光観測に比べて、距離推定の不確かさを軽減す ることができる。太陽から 4kpc 以内の明るいセファ イドは、OGLE のサーベイでは明るすぎて検出でき ないが、Skowron, D. M. et al. (2019a) は OGLE の サンプルに他の銀河系セファイドのリストを加えて セファイドカタログを補完しており、これまでに検 出されているほとんどのセファイドを網羅したカタ ログとなっている。ただし、GaiaDR3で新しく公開 されたセファイドのリストには対応していない。

セファイドのカタログと GaiaDR3 をクロスマッチさせることで、1440 天体の完全な速度情報(固

有運動と視線速度)を得ることができた。ここでは、Gaia が提供するパラメータである Renormalised Unit Weight Error(RUWE) が 1.4 より大きい天体と、Gaia で non-single star と判別されているものは除外した。RUWE が 1.4 より大きい場合、その天体は non-single であるか、astrometric solution において問題が発生している可能性がある。non-single である場合、連星の食による変光がセファイドの変光と誤られている可能性がある。また、Gaia の視差は多くの天体で精度が悪いため、全てのセファイド天体の距離には Skowron, D. M. et al. (2019b) によって決定された距離を採用した。

銀河中心座標での三次元速度を計算した。こ こでは、 $R_{\odot} = 8.178$ kpc, $Z_{\odot} = 0.0208$ kpc, $(U_{\odot}, V_{\odot} + V_{c}, W_{\odot}) = (11.1, 248.5, 7.25)$ km/s を採用 する (Schonrich R. et al. 2010)。Gaia で公開されて いる視線速度の誤差が10km/sを超えるものと、異常 な速度を持つ天体 ($|V_z| > 50 \text{km/s}, |V_{rad}| > 50 \text{km/s},$ V_{ϕ} <170km/s, V_{ϕ} >270km/s) は除外した。速度の異 常値は、連星や他の種類の変光星と誤分類されたこ とが原因で距離を誤って推定した結果である可能性 がある。これらの星は別途更なる解析が必要である。 さらに周期光度関係による距離の誤差が5%以上の セファイドを除外し、1317天体が残った。この研究 では、さらに銀河系中心から 20kpc 以上の距離にあ る4つのセファイドは除外し、1313天体を扱う。こ れらの4つのセファイドは、古典的セファイドに誤 分類されたために距離を過大評価された II 型セファ イドである可能性がある。

3 Results

図1に1313天体の空間分布を示す。図に書き入れたアームは、大質量星形成領域のメーザー観測に、ログスパイラルアームを仮定してフィットされたものである (Reid M. et al. 2019)。ただし、Outer アーム (外側の赤のアーム) はわずか11天体から推定されている。また、メーザーによる大質量星形成領域の距離推定は視差測定によって行われるものであるが、Outer アームの太陽からの距離は4kpcを超えている。これらの理由から Outer アームの形は太陽近傍の他

のアームと比べると信憑性が薄い。OSC アーム (外側の青のアーム) は、銀河円盤の向こう側でメーザー観測した一天体を除けば、Scutum-Centaurus アーム (内側の青のアーム) からの外挿であり、さらに曖昧であることに注意が必要である。太陽からの方位角方向によっては、星間空間手前に強い吸収があり、扇型に空白の空間が見られる。

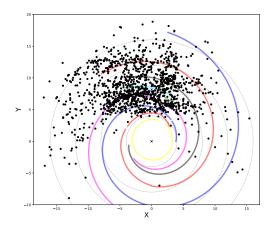


図 1: クロスマッチした 1313 のセファイドの空間分布。原点の黒い x は銀河系中心、青い x は太陽の位置を示す。Reid M. et al. (2019) のアームは内側から黄: 3kpc arm、赤: Norma-Outer arm、青: Scutum-Centaurus-OSC arm、マゼンタ: Sagittarius-Carina arm、シアン: Local arm、黒: Perseus arm。破線は銀河系中心から 4kpc ずつの同心円。

図 2, 図 3 は半径方向速度 V_{rad} と回転方向速度 V_{ϕ} についてそれぞれ外向き・銀河回転方向 (時計回り) に速いものをオレンジ、内向き・銀河回転方向に遅いものを青、中間的な速さのものをグレーで示した。

Sagittarius アーム周辺のセファイドは、おおよそ Reid M. et al. (2019) の大質量星形成領域に基づいて描かれたアームと一致しており、顕著な集中が見られる。銀河中心からの方位角に応じて、アームの根元側では回転速度が速く、先端側では回転速度が遅くなる傾向が見られる。

Perseus アーム周辺のセファイドは (X,Y) ~ (4,10)kpc 周辺に強い集中が見られる。このクランプの回転速度は遅く、その大部分は内向きの半径方

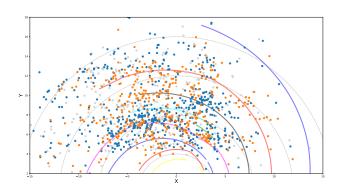


図 2: クロスマッチしたセファイドの空間分布に V_{rad} で色をつけた拡大図。半径方向外向きを正として、オレンジ: $V_{rad} > 5 {\rm km/s}$ 、青: $V_{rad} < -5 {\rm km/s}$ 、グレー: $|V_{rad}| < 5 {\rm km/s}$ 。 破線は銀河系中心から $4 {\rm kpc}$ ずつの同心円。

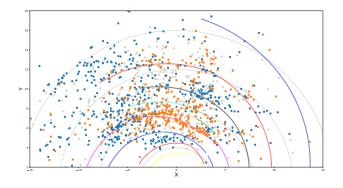


図 3: クロスマッチしたセファイドの空間分布に V_ϕ で色をつけた拡大図。オレンジ: $V_\phi > 235 {\rm km/s}$ 、青: $V_\phi < 225 {\rm km/s}$ 、グレー: $|V_\phi - 230| < 5 {\rm km/s}$ 。 破線は銀河系中心から $4 {\rm kpc}$ ずつの同心円。

向速度を持つ。クランプの左には顕著な低密度領域 が存在するが、その視線方向上でより遠い位置のセファイドが観測されているため、観測によるバイア スではなく実際の低密度領域であると考える。強い 集中ではないがアームの先端側にもセファイドが分 布しており、外向きの半径方向速度を持っている傾 向にある。

Outer アーム周辺のセファイドは、Reid M. et al. (2019) がフィットした Outer アームより外側で回転速度について Sagittarius アームと近い傾向が見える。半径方向速度は、Reid M. et al. (2019) の Outer アームに沿って外向きの傾向があるセファイドが並んでおり、その外側に内向きの傾向があるセファイドが並んでいる。

4 Discussion and Conclusion

古典的セファイドのカタログと GaiaDR3 のクロスマッチにより、太陽から 10kpc の半径・方位角ともに広い範囲にわたって、1313 の古典的セファイドの空間・運動分布を得られ、Outer アーム・Perseusアーム・Sagittarius-Carina アーム周辺のセファイドが、アームごとに異なる運動を持っていることが観測的に明らかになった。

説明として考えられるものの一つは、スパイラル アームの過渡的な性質である。スパイラルアームの 過渡的な性質は N 体シミュレーションによってしば しば確認されており、スパイラルアームは短いタイム スケールで形成と崩壊を繰り返す可能性がある。今 回確認されたスパイラルアームの多様性は、過渡的 なアームの多様なフェーズを観測しているのかもし れない。たとえば Outer アームは、外向きの速度を 持つセファイドがアームに沿って並んでおり、その 外側に、内向きの速度を持つセファイドが、アーム に沿って分布している。これらの二つの系列は、半径 方向にお互いに近づく運動をしており、よりタイト なアームになりつつあると考えられる。一方 Perseus アームは、アームの根元側に半径方向内向きの速度 をもったクランプが存在し、アームの先端側には外 向きの速度をもったセファイドが分布している。この ことから、Perseus アームに属しているセファイドは 千切れて崩壊していくフェーズにある可能性がある。 Perseus アームの崩壊については GaiaDR1 の時点で モデルとの比較によって提起されており (Baba J. et al. 2018)、さらに詳しい研究が必要である。また、今 回ほとんど触れられなかった Local アーム (シアン) はセファイドの集中がはっきりしないが、今回用い

たカタログは近傍のセファイドも補完されているため、観測によるバイアスとは考えにくい。Local アームは、GaiaDR3 による OB association の観測でははっきりと集中が見られており (Fu X. et al. 2022)、OB型星より数 10Myr 古い古典的セファイドで集中が見られないことは、Local アームの形成起源に対して強い制約を与えられるかもしれない。

今回明らかになったような多様なアームの運動構造は渦巻き銀河の構造の力学的な複雑さを体現している。今後は、既存のカタログにおける天体数が比較的少なくなっている北半球側のセファイドの視線速度を測定することで3次元運動の利用可能なセファイドの範囲を方位角方向に拡大し、さらに広範囲での運動分布を明らかにすることを目指す。

Reference

Baba J., Kawata D., Matsunaga N. et al. 2018 Ap
J $\rm L23$ 853

Bovy J., Rix H., Green G. et al. 2016 ApJ 130 818

Fu X., Bragaglia A., Liu C. et al. 2022 MNRAS 515 $3\,$

Mroz P., Udalski A., Skowron D. et al. 2019 ApJ L10 $870\,$

Reid M., Menten K., Brunthaler A et al. 2019 ApJ 885 131

Schonrich R., Binney J., & Dehnen W. 2010 MNRAS 403 4

Skowron D. M., Skowron J., Mroz, P. et al. 2019
a Sci $365\ 478$

Skowron D. M., Skowron J., Mroz P. et al. 2019b AcA 69 305

Wang S., Chen X., de Grijs R. et al. 2018 ApJ 78 852

銀河 a26

HSC-SSP データを用いた天の川銀河トモグラフィー

東北大学大学院 理学研究科 鈴木 善久

HSC-SSP データを用いた天の川銀河トモグラフィー

鈴木 善久 (東北大学大学院 理学研究科)

Abstract

天の川銀河 (the Milky Way; MW) のような銀河が小さな銀河の合体・降着によって形成されてきた証拠 (サブ構造) は、大規模観測の進展により数多く発見されてきた。MW の場合、その中心から 20-30kpc 以内のハロー構造やサブ構造については化学動力学的観点から理解が進んでいる一方で、MW 外縁部のハロー構造については未解明の部分が多い。本研究ではこのことを紐解くために HSC-SSP を用いた解析を行った。解析の結果、ハロー構造についてはその外縁部に向かうにつれて単調に金属量が下がるのではなく、ある程度の金属量の幅を持っていることが示唆された。この原因としては、ハローの外縁部においては小さな銀河の合体・降着成分が卓越することが挙げられる。より詳細にハローの構造を調査するためには、大規模な分光観測が必要であると言える。

1 Introduction

現在の標準シナリオでは、天の川銀河 (MW) のような銀河は小銀河が重力相互作用による合体・降着を繰り返すことで形成されてきたと考えられている。この痕跡の位相空間上の緩和時間は 100 億年以上と長いため、銀河全体を覆う希薄な球状の領域であるハローに今なお存在しているのではないかということが理論上示唆されてきた。

大規模観測の進展により、このような痕跡を観測的に調査可能な時代が到来している。特に私たちの属する天の川銀河 (MW) が注目されている。何故ならば、小さな銀河が母銀河に合体・降着する際に潮汐力で破壊されていく現場を恒星ストリームや Overdensityのようなサブ構造として直接観測可能だからである。

現状 MW 中心から 20-30kpc 以内のサブ構造およびハロー構造については、Sloan Digital Sky Survey (SDSS) や Gaia 衛星によって取得されたデータに基づいて化学動力学の観点から理解が進みつつある。図1 はこれまでに発見されてきた MW 内のサブ構造を示している。現在では70個以上のサブ構造が発見されており、小銀河の合体・降着が銀河形成に重要な役割を果たしていることが分かる。ハローに対してはinnerハローと outerハローと呼ばれる化学的・運動学的にも異なる2つの成分が存在することが指摘されている(Carollo et al. (2007))。innerハローは MW 中心から 10-15kpc において比較的 metal-rich([Fe/H]>-

2.0)かつ銀河円盤と同じ方向に回転する恒星が支配的である。また、outerハローは MW 中心から 15-20kpc において比較的 metal-poor([Fe/H]<-2.0)かつ銀河円盤と逆方向に回転する恒星が支配的である。この観測事実は2つの成分が異なる起源で形成されてきたことを反映している。Font et al. (2011)の銀河形成シミュレーションの結果によれば、innerハローは MW のホスト銀河のガスから形成された恒星が支配的で、outerハローは MW 外部からの合体・降着を起源とする恒星が支配的であると考えられている。

上記の通り、MWの比較的中心部 (20-30kpc 以内) については観測・理論両面での理解が進んできたと言える。一方で MW 外縁部のハロー構造については未解明の部分が多い。本研究ではこのことを紐解くために、広視野かつ深い測光が可能なすばる望遠鏡の Hyper Suprime-Cam (HSC) を用いて研究を行った。

2 Data

本研究では、すばる HSC 戦略枠サーベイ (Hyper Suprime-Cam Subaru Strategic Program; HSC-SSP) で取得された測光データ (S21A) を用いた。HSC-SSP の観測領域は図1に示している。HSC-SSP は大きく3つの領域に分かれ、それぞれ spring (図1内ピンク)・fall (図1内オレンジ)・ north(図1内シ

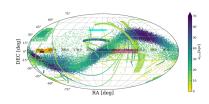


図 1: これまでに MW で発見されたサブ構造の分布: カラーバーは太陽からの距離を示している。またピンク・オレンジ・シアンで塗られた領域は HSC-SSP の観測領域を示している。

アン) 領域と呼ばれている。本稿では、比較的サブ構造の影響が少ない north 領域 (205° $\le RA \le 250$ ° かつ 42.5° $\le DEC \le 44.5$ °) に絞って研究結果をまとめることとする。

HSC は MW 内の比較的暗い恒星を観測することができる一方で、天体が暗くなればなるほど、点源とみなされるような遠方銀河などが紛れ込む可能性が高まる。このような成分を除去して可能な限り恒星成分のみを抽出するために、以下の3つの手順で前処理を行った。

はじめに、S21Aのカタログ内においてi_extendedness_valueが 0.0 と判断された天体を抽出した。このパラメータはiバンドで検出された天体に対して、点源として測光した場合と遠方銀河として測光した場合の等級差がある一定値よりも小さければ 0.0 (点源とみなせる) または 1.0 (遠方銀河としてみなせる) となっている。今回は点源とみなせる恒星を抽出したいため、この値が 0.0 となっている天体を抽出した。

次に、i-bandでの測光誤差がおよそ 0.03 等以内の 天体を抽出した。この理由は大きく 2 つある。1 つ目 は、HSC-SSPでは i-band による観測が比較的シー イングの良い状況で行われたからである。2 つ目は、 測光誤差は背景光との Signal-to-Noise 比と結びつけ ることができるため、点源としてはっきり認識され た天体を抽出したいからである。

最後に、 $(g-r)_0$ と $(r-i)_0$ の2色図上で恒星成分が支配的な部分を抽出した(図2)。これまでの過程によって可能な限り点源とみなせる天体は抽出されているが、i-bandによる観測情報しか使用していない。そこで他のバンドの測光結果を用いて2色図を描く

ことで、典型的に恒星が集中する部分を抽出した。抽出の目安として、 $(g-r)_0=0.3$ かつ $(r-i)_0=0.3$ 付近の広がり (QSO など) を避けた上で、 $(g-r)_0=1.5$ に見られる MW の薄い円盤由来の恒星を除くようにした。最終的に今回の解析に使用する測光データは図 2中で赤い点で示している。

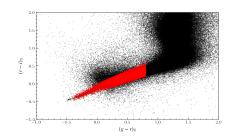


図 2: $(g-r)_0$ と $(r-i)_0$ の 2 色図 : 恒星成分として抽出したデータ点は赤で示している。

3 Method

MW のハロー構造やサブ構造を調査する上では、 距離推定が重要となる。Juric et al. (2008) や Ivezić et al. (2008) では、観測された恒星の色および金属 量から恒星の絶対等級を求める経験式を作成するこ とで距離推定を行っている (測光的距離)。SDSS の 観測データを用いる場合には、u-band の情報から恒 星の金属量を推定することができるが、HSC-SSP の 観測では u-band の情報は取得されていない。それゆ え測光的距離を直接使用することは難しい。

そこで本研究では Dolphin (2002) および De Jong et al. (2010) を基礎として、「ある観測領域の色等級図 (Color Magnitude Diagram, CMD) は単一の年齢・金属量・距離によって決まる恒星進化の理論曲線をもとにつくられるモデル CMD の重ね合わせで表現できる」という仮定の下で解析を行った。その詳細を以下にまとめた。

3.1 単一の年齢・金属量・距離で決定する モデル CMD の作成

モデル CMD を作成するためにはまず、ある期間に どの程度の質量をもつ恒星がどのくらい生まれるか を仮定する必要がある。これは初期質量関数 (Initial Mass Function; IMF) と呼ばれ様々なモデルが存在するが、今回は Scalo (1986) の IMF を用いた。また、星形成の期間は $0.5 {\rm Gyr}$ とし、星形成率を $10^{-4} M_{\odot}$ とした。

その後の恒星進化を特徴づける主なパラメータは年齢と金属量である。本研究では、恒星進化の理論曲線としてBressan et al. (2012)を用いた。本研究の対象となるハローでは年齢が古い成分が卓越していることが予想されるため、恒星進化の理論曲線にはAgeとして12.5,13.0,13.5 Gyr、[M/H](重元素全ての金属量の数密度を水素の数密度比で割った値を、太陽のそれで規格化した金属量)として-2.1,-1.8,-1.5を持つ計6通りの理論曲線を用意した。この理論曲線には、ある年齢・金属量の恒星の各バンドでの絶対等級の情報だけでなく、恒星の初期質量の情報も含まれている。それゆえこの理論曲線をもとに先で初期質量関数に従って生成した恒星に対して各bandでの絶対等級を推定した。

ここまでは恒星進化の理論に基づいてモデルを作成してきたが、実際観測される恒星は距離の効果で減光する(距離指数)。今回、距離指数としては15.0等から20.0等まで0.2等の刻み幅で用意した。また、観測データには必ず誤差が生じる。そこで、ある領域で観測から得られたCMDに対して各等級ごとに典型的な誤差を取得し、理論から得られた点を平均値・観測誤差を標準偏差とするようなガウス分布に従う乱数を発生させた結果を、モデルCMDのデータ点として採用した。

3.2 観測で得られた CMD とモデル CMDの比較

観測で得られた CMD とモデル CMD を比較するために、両者の 2 次元のヒストグラムを作成した。ここで、i 番目の恒星進化の理論曲線 (年齢・金属量・距離指数がパラメータ) から生成されたモデル CMD に対して作成された 2 次元のヒストグラムの j 番目の box 内にある恒星の数を $n_{j,i}^{model}$ 、観測によって得られた CMD の 2 次元のヒストグラムの j 番目の box 内にある恒星の数を n_j^{obs} として、以下のように線形結合で表現できると仮定する。

$$n_{j}^{obs} = \sum_{i} a_{i} n_{j,i}^{model}$$

ここで a_i は重ね合わせの係数であり、これによって様々なモデル銀河を作成することができる。そのうち、観測を最もよく再現する a_i の組み合わせを得ることで、観測で得られた CMD を説明するためにはどのような恒星種族がどの程度必要であるかを定量化することができる。

3.3 ある距離における恒星質量密度の推定

先で求めた a_i から星形成率 (Star Formation Rate; SFR) を求めることができる。その SFR は以下の式に従って恒星質量密度 ρ_* に変換することができる (De Jong et al. (2010))。

$$\rho_* = \frac{3}{\omega(D_2^3 - D_1^3)} \times SFR\Delta t$$

ここで、 ω は観測領域が天球面上に占める立体角、 Δt は年齢の分割幅, D_1 と D_2 は与えた距離指数と距離指数の分割幅を考慮した距離をそれぞれ示している。このように変換することにより、ハロー構造の密度プロファイルを探ることができる。

4 Result

以下では north 領域におけるハロー構造を探るために、north 領域を赤経 (RA) 方向に 5.0° 、赤緯 (DEC) 方向に 1.0° 分割した。その上で、恒星質量密度が距離と共にどのように変化していくのかを見ていく。

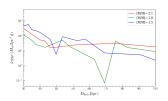


図 3: $215^{\circ} \le RA \le 220^{\circ}$ かつ $42.5^{\circ} \le DEC \le 43.5^{\circ}$ の領域における恒星質量密度の距離依存性 : 色は $[\mathrm{M/H}]$ を示す。

図 3 に、 $215^{\circ} \le RA \le 220^{\circ}$ かつ $42.5^{\circ} \le DEC \le 43.5^{\circ}$ における恒星質量密度の距離依存性を示し

た。この図から、太陽からの距離が離れるに従って [M/H]=-2.0 の成分が卓越していくことが分かる。一方で、各距離において恒星質量密度を占める金属量の種類が変化していく様子が確認できる。この傾向は他の領域においても確認された。また、もし恒星質量密度が急激に増大する様子が確認できれば未発見のサブ構造の可能性が示唆されるが、north 領域全体にわたってそのような変化は確認されなかった。

5 Discussion

今回の解析の結果として、天の川銀河のハローはその外縁部に向かうにつれて単調に金属量が下がるのではなく、ある程度の金属量の幅を持っていることが示唆された。これは De Jong et al. (2010) の結果から予想されるような金属量勾配が存在しないことを意味している。

このように MW のハローには金属量勾配がないのではないかということは最近の研究でも明らかになりつつある。Conroy et al. (2019) によって H3 surveyと Gaia データを組み合わせて行われた化学動力学的観点でのハローの外縁部構造の調査においても、銀河中心からの距離に従って平均的な金属量の変化は確認できず、平均的な [Fe/H] が-1.2 と比較的 metal-richであることが示唆されている。この背景には、Font et al. (2011) による銀河形成シミュレーションの結果を考慮すると、MW のハローの外縁部は小銀河の合体・降着を起源とする恒星が支配的であり、その金属量は MW のホスト銀河のガスから形成された恒星と比較して金属量に大きな差が生じにくいことがあると考えられる。

6 Conclusion

本研究では MW の外縁部のハロー構造を調査するために、HSC-SSPで取得された観測データを用いた解析を行った。その結果、ハローはその外縁部に向かうにつれて単調に金属量が下がるのではなく、ある程度の金属量の幅を持っていることが示唆された。このことは昨今の化学動力学的観点での調査結果と矛盾しない。より詳細な MW のハロー構造を知るた

めには、大規模な化学動力学的観点での調査が必要 であると言える。

Reference

Bressan, A., Marigo, P., Girardi, L., et al. 2012, MN-RAS, 427, 127B

Carollo, D., Beers, T. C., Lee, Y. S., et al. 2007, Nature, 450, 1020C

Conroy, C., Naidu, R. P., Zaritsky, D, et al. 2019, ApJ, 887, 237C

De Jong, Jelte T. A., Yanny, B., Rix, H., et al. 2010, ApJ, 714, 663D

Dolphin, A. E., 2002, MNRAS, 332, 91D

Font, A. S., McCarthy, I. G., Crain, R. A., et al. 2011, MNRAS, 416, 2802F

Ivezić, \check{Z} ., Sesar, B., Jurić, M., et al. 2008, ApJ, 684, 2871

Jurić, M., Ivezić, \check{Z} ., Brooks, A., et al. 2008, ApJ, 673, 864J

Scalo, J. M., 1986, FCPh, 11, 1S

銀河 a27

すばる望遠鏡/HSC用狭帯域フィルターNB515で探る M31恒星ハローの構造とその性質

総合研究大学院大学 物理科学研究科 小上 樹

すばる望遠鏡/HSC 用狭帯域フィルター NB515 で探る M31 恒星ハロー の構造とその性質

小上 樹 (総合研究大学院大学 物理科学研究科)

Abstract

すばる望遠鏡/HSC 用狭帯域フィルター NB515 を用いて、アンドロメダ銀河 (M31) の恒星ハローを観測した。NB515 を用いた二色図により、M31 ハロー星とメインの汚染源である前景にある銀河系主系列星の分離を行なった。分離をすることで M31 ハローの真の構造を捉えることができ、ハローの部分構造である恒星ストリームのを確認することができる。確認できた恒星ストリームに対して距離を推定したところ、ハロー東側に位置する 2 つのストリーム (Stream C & D) と南東に位置する巨大なストリーム (Giant Southern Stream; GSS) は、M31 の手前 (\sim 750kpc, \sim 770kpc) から後方 (\sim 800kpc, \sim 850kpc) にかけて分布するような空間勾配を示していた。ハロー西側にあるシェル構造 (W shelf) と南側にあるクランプ構造 (G1 clump) は、M31 よりも後方 (\sim 800kpc) に分布し、ハロー北西にあるストリーム (NW stream) と東側にあるシェル構造 (E shelf) は、M31 の手前 (\sim 750kpc) に分布していた。また、M31 サブ構造が未検出である領域の距離推定結果は、M31 円盤の距離 (\sim 785kpc) と概ね一致する結果であった。最後に、本研究で抽出できた M31 ハロー星の空間分布を確認したところ、NW stream と M31 円盤の間に新たなサブ構造が確認できた。この構造の距離は NW stream の距離と一致していたため、NW stream から連続した構造であると考えられる。そのため、今後の研究により NW stream の起源について制約をかけることが可能になると考えられる。

1 Introduction

銀河形成を理解することは、天文学における最重 要課題の1つである。Searle & Zinn (1978) におい て、銀河は長い時間をかけて小さな恒星系が降着す ることで形成されたと提案された。このような銀河 形成シナリオは、冷たい暗黒物質 (CDM) に基づく 銀河形成の描像と一致している。また、CDM による 階層的構造形成シナリオは、銀河スケール (~ 1Mpc) を超えた大規模構造の記述にも適して いるため、現 在の天文学において広く受け入れられた銀河形成シ ナリオである。このシナリオにおいて、天の川銀河 (銀河系) やアンドロメダ銀河 (M31) のような大型 銀河は、小さな恒星系 (矮小銀河) が降着することで 形成されたと考えられ、その際に大型銀河の周りに 潮汐力によって崩壊した矮小銀河の残骸がシェルや アーク状の恒星ストリームとして存在すると考えら れている。銀河形成の枠組みは大局的に描かれたが、 銀河の詳細な構造に関しては未だわかっていないこ

とがある。例えば、衛星銀河の個数が理論と観測で 1 桁以上の差異が生じているミッシングサテライト問 題 (Moore et al. 1999) や銀河ハローの内部密度の形 状に関するコアカスプ問題 (e.g. Moore 1994; Ogiya et al. 2014) などが残っている。

恒星ストリームは銀河ハローに存在しており、力学 時間が長いため降着してからの化学動力学情報を長 期に保持している。また、その距離や視線速度といっ た物理量はシミュレーションの拘束条件になる。そ のため、観測から階層的構造形成シナリオを理解す るためには、ストリームの性質を調べることが重要 となる。

M31 は銀河系近傍に位置するため、その構造を中心から外側まで個々の恒星に分離して観測することが可能である。また、円盤の傾斜角が視線方向に対して $12.^{\circ}5$ と低角度なため、銀河全体を俯瞰的に観測することが可能できる。そのため、M31 は階層的構造形成シナリオを理解する最適な観測対象である。しかし、M31 は低銀偉に位置しており、前景にある

銀河系主系列星が M31 の星を観測する際に多く紛れ 込んでしまう。そのため、M31 の真の構造を捉える ことは難しい。

M31では、Ibata et al.(2001) による Giant Stellar Stream (GSS) の発見を皮切りに、10 個以上のストリームが発見されている。しかし、それらの恒星ストリームは前景にある銀河系円盤星に埋もれてしまうこと、見かけの等級が $21\sim24$ 等と暗いこと、ストリーム自体が $400\deg^2$ に及ぶハローに普遍的に分布していることが原因で、ストリームの距離や視線速度の推定に関する観測的研究は進んでいない。これを解決するためには、M31 ハローの深く広大な観測と前景星の除去を行うことが必要である。

M31 ハローや恒星ストリームの理解を深めるために、視野が広大かつ深くまで観測できるすばる望遠鏡/Hyper Suprime-Cam(HSC) を用いた観測が行われた。本研究では、HSC 専用に開発された挟帯域フィルター (NB515) を用いることで、前景星と M31 ハロー星を吸収線の違いに基づいて効率よく区別する。NB515 によって選択された M31 ハロー星を用いて、各ストリームに対して距離推定を行うことにより、観測から推定することが困難であった恒星ストリームの 3 次元的空間分布や M31 恒星ハローの性質を明らかにする。

2 Observations and Data Reductions

2015年と2019年にすばる望遠鏡/HSCのNB515によって、M31 ハロー領域の観測が行われた。観測フィールドは33個あり、M31 ハローの約50deg²をカバーしている。g バンドとi バンドは、2008年から2011年にかけて Canada France Hawaii Telescope/MegaCam によって行われた M31 サーベイ(Pan-Andromeda Archaeological Survey; PAndAS)のデータを用いた。観測された HSCのデータはhscPipe ver6.7を用いて、一次処理・測光を行なった。HSCとPAndASのデータは座標情報をもとに、半径が0."5の円内に入っている天体を同一天体として扱っている。本研究では、hscPipeとPAndASのカタログの両方で点光源と分類された天体のみを以

後の解析で使用している。作成したカタログに対して、Schlegel et al. (1998) のダストマップをもとに、個々の座標情報をもとに減光の値 E(B-V) の値を推定し、減光補正を行なった。

3 Methods and Results

図1に一次処理・測光・減光補正したデータの二色 図を示す。青とピンクの実線は [Fe/H]=-2.00 と-0.25 で log g=1.0 の赤色巨星の理論曲線、黄色と白の破線 は [Fe/H]=+0.25 で log g=4.0 と 5.0 の主系列星の理 論曲線を表している。銀河系主系列星と M31 ハロー にある赤色巨星の間では、表面重力が異なり、この違 いは Mgb や MgH の吸収線の形状に差が出ることで 知られている。NB515 は透過率の中心波長が515nm、 バンド幅 (FWHM) が 7.7nm の挟帯域フィルターで ある。この波長域は Mgb や MgH の吸収線をカバー しているため、赤色巨星と主系列星では NB515 の 等級に違いが生じる。そのため。(NB515-g)₀-(g-i)₀ の二色図上では赤色巨星と主系列星が異なる位置に 分布することが知られている。 なお、図1の黒破線 で囲っている天体の集まりが主系列星が分布する領 域、黒四角内の領域が赤色巨星が分布する領域になっ ている。本研究では、銀河系主系列が卓越している i₀ < 20 の星をもとに、黒破線内の天体ほど確率が 高くなるような銀河系主系列星らしい確率分布を構 築した。各天体の色と測光誤差をもとに各天体の銀 河系主系列らしさと M31 赤色巨星らしさを計算し、 M31 赤色巨星らしい天体を選択する。

恒星の中心核がヘリウムのみで、ヘリウム中心核の周囲にある水素が燃焼されている段階を赤色巨星という。この赤色巨星段階は、色等級図上で見た時に赤色巨星の先端 (Tip of Red Giant Branch; TRGB) に達するまで続く。Lee et al.(1993) より、TRGB の I バンド絶対等級は [Fe/H] < -0.7 の低金属量の恒星系において、0.1mag しか変わらないことが知られており、TRGB は球状星団や近傍銀河などの恒星に分離できる古い恒星系の距離指標として用いられている

しかし、高金属量であったり、金属量に幅がある 恒星系に対しては、TRGB の絶対等級が一定になら

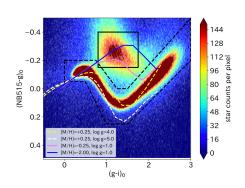


図 1: 解析領域全体の二色図。0.01mag×0.01mag で ビニングしている。黒実線の枠で囲った領域が赤色 巨星が多く分布する領域、黒点線の枠で囲った領域が主系列星が多く分布する領域。青、ピンク、黄、白の線は赤色巨星らしい & 主系列星らしい天体の性質を持った恒星のモデルスペクトル。青、ピンクの実線は赤色巨星の性質(青: $[M/H] = -2.00, \log g = 1.0$ 、ピンク: $[M/H] = -0.25, \log g = 1.0$)を持った恒星モデルスペクトル。黄、白の点線は赤色巨星の性質(黄: $[M/H] = 0.25, \log g = 4.0$ 、白: $[M/H] = 0.25, \log g = 5.00$)を持ったモデルスペクトル。

ず、従来の方法で正確な距離推定を行うことは困難であった。これを克服するために、赤色巨星の色等級図上での理論曲線をもとにモデル色等級図を作成し、実際のデータを確率分布にフィットさせることで、距離を推定する方法が Conn et al. (2016) によって開発された。今回距離推定を行う恒星ストリームの中には、高金属量でかつ金属量に幅がある恒星ストリームも存在する。そのため、本研究では Conn et al. (2016) によって開発された距離推定方法を用いた。

Conn et al. (2016) では、色等級図上での赤色巨星のモデルを作成し、マルコフ連鎖モンテカルロ法 (MCMC) を用いることで距離推定を行なった。本研究では Conn et al. (2016) の方法に、二色図から求めた M31 赤色巨星らしさを掛け合わせることで距離推定を行った。恒星ストリームの距離推定を行う際に、ストリームをいくつかの領域に分割し、パラメータの事前分布を一様分布と仮定することで上述したConn et al. (2016) の方法を各領域に適用した。図2に M31 赤色巨星が高い天体を用いて作成した恒星

密度マップと本研究で推定した恒星ストリームと各 ストリームの距離推定領域を示す。なお、推定した 距離の値を表1に示す。

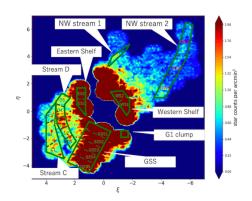


図 2: M31 赤色巨星らしい天体の密度マップ。緑の 実線は、今回の解析領域内にある M31 サブ構造の外 枠である。緑の点線は距離推定を行うために、各サ ブ構造を分割した小領域に対応している。

4 Discussion and Future work

今回推定した距離推定の結果と先行研究で推定し た距離の値を比較したところ、NW stream 2 におけ る距離推定結果は、Komiyama et al. (2018) の結果 と誤差範囲で一致していた。しかし、 Komiyama et al. (2018) では NW stream 2 が M31 の奥側に分布 していると推定したのに対して、本研究では M31 の 手前に分布するという結果となった。Kirihara et al. (2017a) において、NW stream 2 を形成する恒星系 (progenitor) の質量やその降着軌道パラメータを理解 するためにシミュレーションが行われた。Kirihara et al. (2017a) では、NW stream 2 progenitor の固有 運動と視線方向の距離をパラメータとして、5068617 個の軌道モデルに対して、観測された NW stream 2 の天球上での空間分布とストリームに付随する球 状星団の視線速度を再現で きる軌道モデルを調べら れた。その結果、5068617 個のうち 102073 個の軌 道モデルが、NW stream 2 の観測量を再現できる モデル候補であると結論づけた。Komiyama et al. (2018) では、NW stream 2 の観測を行い、その距 離を ~ 840kpc と見積もることで、Kirihara et al.

表 1: 恒星ストリームの各領域の距離推定の結果。

衣 1: 但星ストリームの各領域の距離推定の結果。				
ストリームの種類	領域	本研究の推定値 [kpc]		
GSS	GSS1	$762.34^{+13.03}_{-0.01}$		
	GSS2	$843.56^{+0.01}_{-7.85}$		
	GSS3	$751.66^{+6.86}_{-0.04}$		
	GSS4	$851.06^{+0.05}_{-0.05}$		
	GSS5	$891.32^{+4.10}_{-0.01}$		
Eastern Shelf	ES1	$790.69^{+0.02}_{-14.42}$		
	ES2	$798.20^{+3.57}_{-0.02}$		
Western Shelf	WS1	$783.51^{+0.04}_{-0.02}$		
	WS2	$819.25^{+0.14}_{-4.86}$		
G1 Clump	NW1	$805.37^{+3.96}_{-0.01}$		
NW stream 1	NW1	$730.10^{+0.01}_{-0.01}$		
NW stream 2	NW2	$737.05^{+0.01}_{-0.01}$		
	NW3	$769.3_{-1.3}^{+9.8}$		
	NW4	$738.48^{+3.3}_{-5.1}$		
Stream C	C1	$800.9_{-1.6}^{+12.2}$		
	C2	$822.2^{+9.6}_{-0.6}$		
	С3	$844.8^{+1.9}_{-2.9}$		
Stream D	D1	$779.1^{+1.2}_{-0.5}$		
	D2	$783.1^{+10.6}_{-0.5}$		
	D3	$800.0^{+16.0}_{-5.0}$		
	D4	$814.2^{+8.0}_{-3.5}$		
	D5	$813.1^{+10.3}_{-5.1}$		

(2017a) で提案された軌道モデルを 3029 個にまで 制限をかけた。しかし、Komiyama et al. (2018) に おける距離推定は、本研究で使用したデータよりも 等級が暗い Red Clump を用いて行われた。また、 本研究とは異なり、前景にある銀河系主系列星の汚 染を除去していない。そのため、距離推定の誤差は 本研究と比べて大きくなっている (ランダム誤差 ~ 77kpc、系統誤差 ~ 22kpc)。一方で本研究における 距離推定は、Red Clump よりも明るい RGB 星を用 いており、Komiyama et al. (2018) の誤差よりも小 さくなっている (ランダム誤差 < 10kpc、系統誤差 ~27kpc)。本研究だけでは、NW stream 2 の距離が M31 の手前にあるか奥にあるかを決定するのは困難 である。実際に、ランダム誤差と系統誤差を最大に 加味した場合、NW stream 2の一部の領域 (NW3) では M31 よりも奥側に分布する 結果となる。しか

し、今後 NW stream 2 が手前にあることが確認できた場合、本研究の距離推定誤差が先行研究と 比較して小さいことから、NW stream 2 progenitor の降着軌道に現在よりも強い制限をかけることが可能となり、 progenitor の性質に迫れることが示唆される。なお、さらなるストリームの起源の解明に向けては、NW stream 2 の分光観測による視線速度情報や本研究結果を踏まえた理論シミュレーション研究が必要である。

本研究は、2024年以降に稼働する予定のすばる望遠鏡/Prime Focus Spectrograph (PFS) の M31 観測天体の絞り込みも担っている。また、2022年の秋頃に、HSCを用いて M31 の衛星銀河の一つである M33 の観測が予定されている。本研究において、M31 赤色巨星らしさが高い天体を PFS で観測することにより、各恒星ストリームや M31 ハローの視線速度や化学組成を取得することが可能となる。また、本研究で適用した手法を M33 に適用することで、M31 と M33 の相互作用を調べる手がかりとなる。以上より、本研究結果に加えて、今後の観測やシミュレーション研究により、M31 恒星ハローやストリームの起源についてさらなる制約を課すことが可能となる。

Reference

Searle, L. & Zinn, R. ApJ, 225, 357
Moore, B. et al. 1999, ApJ, 524, L19
Moore, B. 1994, Nature, 370, 629
Ogiya, G. et al. 2014, MNRAS, 440, L71
Ibata, R. A. et al. 2001, Nature, 493, 62
Schlegel, D. et al. 1998, ApJ, 500, 525
Lee, M. G. et al. 1993, ApJ, 417, 553
Conn, A. R. et al. 2016, MNRAS, 458, 3282
Komiyama, Y. et al. 2018, ApJ, 853, 29

銀河 b01

クエーサーのスペクトルと明るさ変動との関係

京都大学大学院 理学研究科 名越 俊平

未提出

銀河 b02

X線スタッキングを含む多波長解析が明かす 4 < z < 7における星形成とブラックホール質量降着 率との相関

東京大学大学院 理学系研究科 天文学専攻松井 思引

X 線スタッキングを含む多波長解析が明かす 4 < z < 7 における星形成と ブラックホール質量降着率との相関

松井 思引 (東京大学大学院 理学系研究科 天文学専攻)

Abstract

現在の宇宙の銀河の中心に存在する大質量ブラックホール(SMBH)の質量 M_{BH} と銀河の質量 M_{star} には正の相関が確認あります。この相関は両者が共進化してきたことを示唆しています。ところが遠方銀河ではクェーサーと呼ばれるごく一部の非常に重い SMBH を除いて SMBH 質量は測れません。そこで M_{BH} vs M_{star} の代わりに測定が相対的に容易なブラックホール降着率(BHAR)vs 星形成率(SFR)に注目しますが、BHAR は X 線観測で推定できるが一部の成長率の高い SMBH に限られます。本研究では 4 < z < 7 の大規模な銀河サンプルに関して X 線スタッキング解析により平均的な BHAR vs SFR の関係を調べることで遠方宇宙における銀河と SMBH の共進化を制限し、併せてダークマターハローの成長率との関連の考察や共進化の宇宙論的シミュレーションとの比較も行う予定です。

1 Introduction

銀河の中心に存在する大質量ブラックホール (SMBH) と銀河は共進化するのではないかと考え られてきました。実際に z=0 において SMBH の 質量 M_{BH} と銀河のバルジ質量 M_{bulge} の間には強 い正の相関 $(M_{BH}/M_{bulge} \sim 10^{-3})$ があります (M_{C-}) Connell&Ma 2013)。また同じように銀河全体の星質 量 M_{star} との間にも正の相関 $(M_{BH}/M_{star} \sim 10^{-4})$ があります (Davis et al. 2018)。 z > 0 においても同 様な相関が確認できれば共進化仮説に対する重要な証 拠になり得ますが、遠方ではクェーサーと呼ばれるご く一部の非常に重い SMBH を除いて SMBH 質量は 測れません。一方で SMBH の質量そのものではなく 成長率 (1年当たりの質量増加率 [Msun/yr]) は X 線 観測で推定できるので、測定が相対的に容易ですが、 一部の成長率の高い SMBH (活動銀河核 (AGN)) に限られてしまいます。共進化の過程を明らかにす るには平均的な銀河をも観測する必要があるため、X 線観測で個別に受からないものに関しては、X線画 像を足し合わせることで平均的な SMBH 成長率を求 めるという方法が使われています。一方で銀河の成 長率(星形成率)は紫外線や赤外線の光度などから求 めることができます。このように SMBH 成長率を銀 河の質量や星形成率の関数として得ることができま

す。先行研究では Carraro et al. 2020 が 0 < z < 3.5 の銀河における BHAR と SFR の比が、恒星質量に 依存するものの、赤方偏移にはあまり依存しないことを示しました。また Ito et al. 2022 では 0 < z < 5 の銀河の BHAR と SFR の比を調べることによって、AGN 活動が、高赤方偏移での quenching(星形成を急に止めること)に重要な役割を果たすことを支持することを示しました。本研究ではこれらの先行研究の拡張として、4 < z < 7 の銀河における BHAR vs SFR の関係を調べ、遠方宇宙における銀河と SMBH の共進化を制限します。

2 Sample Selection

本研究で使用するサンプルは、COSMOS 領域(有 効面積約 3 deg^2)で観測された 4 < z < 7 のライマンブレーク銀河(LBG)12128 個です。具体的には、2014 年 3 月から 2018 年 1 月までの HSC-SSP サーベイ(Aihara et al. 2018)のデータを Harikane et al. 2022 においてドロップアウト法によって選択した LGB です。その内訳は表 1 の通りです。

表 1: Sample LBG(Harikane+22)の内訳

z 4 5 6 7 合計

個数 9231 2665 205 27 12128

3 X-Ray Stacking Analysis

本研究では、X 線スタッキング用の画像データとして、Chandra COSMOS-Legacy survey data (Civano et al. 2016) を使用します。このサーベイは、COSMOS フィールドの 2.2 deg^2 をカバーする 4.6Ms Chandra GO Program です。限界深度は、0.5~2 keV バンドで 2.2×10^{-16} 、 $2\sim10$ keV バンドで 1.5×10^{-15} erg cm^{-2} s^{-1} です。

X線画像のスタッキングのツールとして、Chandra stacking tool (CSTACK v.4.321, Miyaji et al. 2008) を利用します。CSTACK は、0.5~2 keV (ソ フトバンド)と $2\sim8~keV$ (ハードバンド)の画像を 別々にスタックして作成できますが、本研究では比 較的に受かりやすい $0.5\sim2~keV$ (ソフトバンド) に 限定してスタッキング解析します。まず、それぞれの 天体が光軸から8.0'以内に位置し、周囲の天体の影 響を受けていないことを確認します。次に、試料中 の各天体の30"×30"の切り出し画像を作成し、点 像分布関数 (PSF) の 90% に相当する半径内のカウ ントを集計します。また、対象天体から7"以上離れ た画像からバックグラウンドカウントも推定します。 推定されたソースカウントからバックグラウンドカ ウントを差し引くことで、正味のソースカウントを 導出します。最後に、スタックしたサンプルの露出 時間加重平均カウントレート(CR)を求めます。

平均計数率の不確かさは、ブートストラップによって導出されます。CSTACK は、重複を許して元のサンプルからサンプルを再選択し、サンプルの平均計数率を再推定します。この手順を500回行い、平均計数率分布の標準偏差を計数率の 1σ の不確かさとして採用します。図1にX線スタッキング解析のイメージ図を参考までに示します。

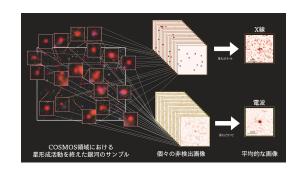


図 1: X 線スタッキングのイメージ図(Ito+22 プレスリリースより引用)

4 First Result

X 線スタッキングの結果、3 σ 以上での検出はできなかったが、 $z\sim4,5,6,7$ それぞれの平均的な銀河における BHAR の上限値を求めることができました(図 2)。

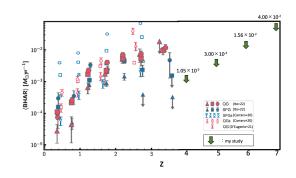


図 2: BHAR と z の関係(Ito+22 の図 16 を加工)

ただし、X線連星による寄与と中性水素による吸収の影響をまだ補正していません。今後の研究において、先行研究である Carraro et al. 2020 及び Ito et al. 2022 に記載された方法を参考にしながら補正を行う予定です。

具体的に、X 線連星による寄与の補正については、 Lehmer et al. 2016 で導き出された Chandra Deep Field South の z < 4 の銀河の経験的 XRB スケーリ ング関係を使用します(式 (1))。

$$L_{X,XRB} = 10^{29.37 \pm 0.15} (1+z)^{2.0 \pm 0.6} M_{star} + 10^{39.28 \pm 0.05} (1+z)^{1.3 \pm 0.1} SFR \quad (1)$$

2022 年度 第 52 回 天文・天体物理若手夏の学校

中性水素による吸収の補正については現在検討中です。

5 Next Step

これからの研究では上述したように初期結果で導いた BHAR に対して、X 線連星による寄与と中性水素による吸収の影響を補正していきます。また Chandra COSMOS Legacy survey の生データを用いて X 線で3 の以上で個別に受かっている銀河の探査と解析も行い BHAR を求め、さらに SFR を別途求めて BHAR vs SFR の比較を行っていきます。続いて Karl G. Jansky Very Large Array (VLA)のデータを用いて同サンプルの電波スタッキング解析も行う予定です。さらにダークマターハローの成長率(DMHR)のデータを用いて、BHAR vs DMHR の関連性を調査する予定です。そして銀河と SMBH の共進化に関するさまざまな宇宙論的シミュレーションとの比較も視野に入れています。

Acknowledgement

指導教官の嶋作先生には、研究全般に関する丁寧で分かりやすく痒いところに手が届くご指導に対し心より深謝いたします。また、研究を進める上で同研究室の伊藤さんと安藤さんによる多大なサポートに感謝いたします。さらに本研究で使用させていただいた CSTACK ツールの開発陣であるメキシコ国立自治大の宮地崇光さんらに謝意を表します。そして Chandra COSMOS Legacy survey の X 線データを提供してくださった John Silverman 先生に厚くお礼申し上げます。最後にいつも励ましの言葉やアドバイスをくださる嶋作研究室の皆さまや学友たちに誠意の意を表します。

Reference

Aihara et al. 2018, PASJ, 70, SP1 Carraro et al. 2020, A&A, 642, A65 Civano et al. 2016, ApJ, 819, 62 Davis et al. 2018, ApJ, 869, 113
Harikane et al. 2022, ApJ, 259, 20
Ito et al. 2022, ApJ, 929, 53
Kalberla et al. 2005, A&A, 440, 2
Lehmer et al. 2016, ApJ, 825, 7
Marchesi et al. 2016, ApJ, 830, 100
McConnell&Ma 2013, ApJ, 764, 184
Miyaji et al. 2008, AAS, 10, 4
Mukai 1993, Legacy, 3
Ricci et al. 2017, ApJ, 233, 17

銀河 b03

高赤方偏移(z>3)に存在する大質量 Quiescent 銀河の 分光学的観測とその祖先

総合研究大学院大学 物理科学研究科 天文科学専攻 柿元 拓実

高赤方偏移 (z>3) に存在する大質量 Quiescent 銀河の分光学的観測とその 相先

柿元 拓実 (総合研究大学院大学 物理科学研究科 天文科学専攻)

Abstract

遠方宇宙に存在する Quiescent 銀河に対して、星形成史や内部構造を探索した論文 (Valentino et al. 2020), (Tanaka et al. 2019) のレビューを行う。z=3.75-4.01 の高赤方偏移に存在する Quiescent 銀河候補を分光観測し、その祖先との性質や近傍銀河との関係を比較するものである。特に z=4.01 で観測された Quiescent 銀河候補は、スペクトルで確認された天体の中では最遠方の天体となっている。スペクトルから星形成をほとんど行っていない大質量銀河であることが確認され、星形成史からタイムスケールの非常に短い爆発的星形成を経験していることがわかった。この性質は z>4 のサブミリ波銀河 (Submillimeter Galaxies: SMGs) とよく一致していて、祖先として $z\sim2$ と同じようなサブミリ銀河であることが期待されたが、数密度や性質を比較すると祖先として主系列に存在するような天体も含まれるという結果を得た。宇宙論的シミュレーションとの比較からも同様の結果を得られた。また、最遠方天体のスペクトルから恒星速度分散を計算した結果、近傍の大質量銀河とほとんど変わらない結果を得られた。

1 Introduction

現在我々が観測している大質量銀河は、形態に応じて主に楕円銀河と渦巻銀河に分類される。楕円銀河は滑らかな楕円状の形状で特徴付けられ、古い星の種族が支配的であり、一般に冷たいガスやダストがほとんどない。したがって星形成をほとんどしていないことが知られている。一方、渦巻銀河は渦巻き状の形態を持つ平たい円盤で特徴付けられ、進行中の星形成活動を持つため、若い星の種族が含まれる。この研究では、特に(長い間)星形成をしていないという不思議な性質を持つ楕円銀河に注目する。

先行研究では、楕円銀河は恒星質量に応じて図1のような星形成史を辿ったことがわかっている。すなわち、より恒星質量の大きい楕円銀河ほど、タイムスケールの短い爆発的な星形成を非常に昔に経験しているということがわかる。なぜこのような星形成史を辿るのか。なぜこのような質量の大きい天体は、長い間星形成をせずに育ったのか。何がこれらの銀河の星形成を止めたのか。このような疑問は未だに解決されていない。

このような疑問を解明するために、星形成をやめた天体の形成期に迫る研究が多数行われている。遠方宇宙での楕円銀河のような性質を持つ天体を「Quiescent銀河」と呼ぶ。Quiescent銀河は、大きな恒星質量やコンパクトなサイズ、古い恒星種族、赤い色、新しい星の形成がほとんど行われていないことなど楕円銀河と似た性質を多く持っている。このような天体がどのように形成されたのかを星形成史から調べると同時に、祖先としてどのような天体が候補に挙がるかを探ることで、詳細な形成

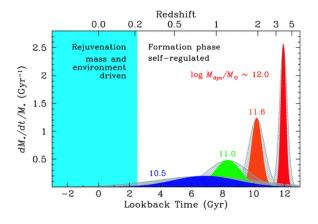


図 1: 楕円銀河の恒星質量ごとの星形成史 (Thomas et al. 2010)

過程に迫ろうとしている。

z=2の領域においてはすでに多くの研究が行われている。分光観測によって推測された星形成史から、z>4において爆発的な星形成を経験したことが確認された。この性質に近い祖先となりうる天体として、サブミリ波で検出される高赤方偏移サブミリ波銀河 (SMGs)が挙げられている。また、数密度や大きさ、質量、形成のタイムスケールもほとんど一致しており、この進化的なつながりを支持する結果となっている。図 2 はこの結果の一つの例として、それぞれの恒星質量とサイズ (有効半径)をプロットしたものである。Quiescent 銀河と SMGs は、近傍銀河に比べてよりコンパクトで大質量であることがわかり、恒星質量とサイズ (有効半径)は誤差の範囲で一致していることがわかる。

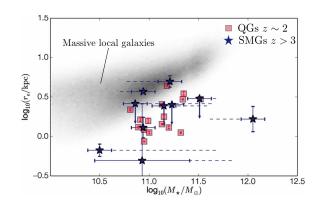


図 2: Quiescent 銀河、SMGs、大質量近傍銀河の恒星質量と有効半径の比較 (Toft et al. 2014)

近年では観測性能の向上から、より遠方の z>3 に存在する Quiescent 銀河に関しても観測が行われている。しかしながら、このような高赤方偏移における Quiescent 銀河の分光観測はまだあまり進んでいない。また、このような巨大な質量や星形成率の低さは、z>3 における流体力学的シミュレーションではまだ完全に再現できていない。

この論文では、分光学的に観測された高赤方偏移 Quiescent 銀河候補に対して、星形成史や物理量の推定を行い、どのように進化してきたのかを探索した。星形成史が z=2 で支持されていたように SMGs の性質と一致するかどうかを調べ、進化的なつながりが高赤方偏移の候補においても同様に支持されるか検証することで、祖先との関係を調べた。また、宇宙論的シミュレーションで同様の系を探索し、星形成をしている祖先との関係を確認した。

2 Methods & Results

2.1 Spectroscopic Observation

この論文では Subaru-XMM-Newton Deep Field (SXDS 領域) と COSMOS 領域の二つで Quiescent 銀河の候補を探索した。領域内における天体のスペクトルエネルギー分布 (Spectral Energy Distribution: SED) を用いて物理量 (星形成率や赤方偏移など) を推定し、高赤方偏移に存在する Quiescent 銀河の条件に当てはまる天体をピックアップした (sSFR $< 10^{-10} \, \mathrm{yr}^{-1}, z_{\mathrm{phot}} > 4$)。分光観測により吸収線の検出を行うために、最も明るい天体を 3つ選択し分光観測をおこなった。SXDS 領域の 2つの天体に関しては、Keck 望遠鏡の MOSFIRE分光器 (近赤外線を観測する多天体分光器) を用いて行い、COSMOS 領域の天体に関しては、Very Large Tele-

scope(VLT) の X-Shotter(可視光から近赤外線を観測するロングスリット分光器) を用いた。

得られたスペクトルから3天体の赤方偏移は表1のように計算された。

表 1: 観測天体の赤方偏移

Name	赤方偏移 z		
SXDS-10017	$3.767^{+0.103}_{-0.001}$		
SXDS-27434	4.0127 ± 0.0005		
COS-466654	$3.775^{+0.002}_{-0.003}$		

この結果から、3 天体が非常に高赤方偏移に存在する 天体であることが確かめられた。また、SXDS-27434 は 分光観測された Quiescent 銀河候補の中で最も高い赤方 偏移を持つことが確かめられた。また、スペクトルから どの天体に関しても強い星雲による輝線を観測すること はなく、星形成をしていない性質が確かめられた。さら に、現在の観測限界においては遠赤外線や電波による観 測で検出されず、ダストの多い星形成銀河 (Dusty Star Formation Galaxies: DSFGs) の性質を有しないことも 確認された。

2.2 SED モデリングから得られた星形成史 や物理量

本研究では、種族合成モデル (Stellar Population Synthesis: SPS) を用いてスペクトルや SED から観測された銀河の物理量を求めた。この種族合成モデルは、HR 図 (Hertzsprung-Russell diagram) における恒星の分布 (Isochrones)、HR 図上の領域ごとのスペクトル (Stellar Spectral Libraries)、初期質量関数 (Initial Mass Function: IMF) を用いて、各年齢、金属量における恒星集団のスペクトルを再現する。これを Single Stellar Population (SSP) と呼び、このスペクトルを足し合わせることによって任意の星形成史を再現できる。したがって、観測されたスペクトルに合うモデルを探索することにより、得られたモデルが仮定している物理パラメータを観測された銀河が持つパラメータとみなすことで、星形成史などを推測できるのである。

SPS 分析によって得られた星形成史の一例を図 3 に示す。どの Quiescent 銀河の候補においても爆発的な星形成 $(\langle SFR_{\rm main}\rangle>1000\,M_\odot/{\rm yr})$ を非常に短いタイムスケール $(\Delta t_{\rm form}\sim50\,{\rm Myr})$ で経験していることが確認された。この結果は $z\sim0$ の楕円銀河で推測されていた星形成史と一致している。また、観測時 $t_{\rm obs}$ に非常に低い星形成率になっていることもターゲットの選択と一致していることがわかる。

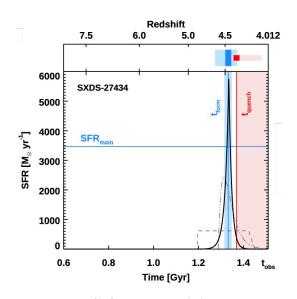


図 3: SED から推定された星形成史 (SXDS-27434)

また、最も高赤方偏移で確認された Quiescent 銀河 (SXDS-27434) では、恒星速度分散を求めることができた。得られた恒星速度分散は 268 ± 59 km/s となり、近傍に存在する Quiescent 銀河が持つ値とほとんど一致することが確かめられた (図 4)。先行研究では、z=2.6-2.8の Quiescent 銀河候補が速度分散を計算できた天体としての最遠方となっていたが、この研究で $z\sim4$ まで赤方偏移を伸ばすことに成功した。

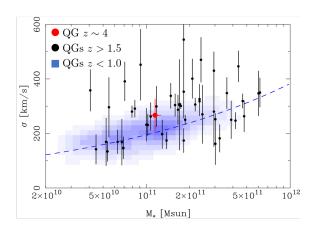


図 4: 恒星速度分散の観測天体と近傍天体の比較 青い点線は SDSS 銀河に対する結果である

3 Discussion

図3のような星形成率や星形成の短いタイムスケール に合う天体として予想されるのが高赤方偏移に存在する サブミリ銀河 (SMGs) である。この天体が本当に星形成 をしている祖先 (元となる天体) となりうるかどうか、数

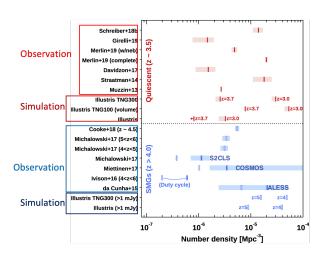


図 5: 高赤方偏移に存在する Quiescent 銀河とその祖先 と予想される SMGs の数密度の関係

密度の比較やシミュレーション結果との比較を行うことで検証した。また、得られた恒星速度分散からどのように Quiescent 天体がこれから進化していくのか、近傍天体が持つ物理量をもとに検証を行った。

3.1 Comoving number Density の比較

はじめに、祖先となりうる天体であるz > 4のサブミ リ波銀河の数密度と本研究で観測されたたような高赤方 偏移に存在する Quiescent 銀河の数密度が一致するかど うかを検証した。複数の先行研究から得られた結果をま とめると、図5のようになった。まず、観測結果自体に 最大で10倍程度の差が存在するが、これは標本の分類方 法や観測の深さ、空間分解能などの影響によるものと考 えることができる。この差を踏まえても、Quiescent 銀 河と SMGs の数密度の観測結果は概ね一致していると考 えることができる。Illustris TNG300 のシミュレーショ ン結果と比較すると、z=3.7 の高赤方偏移の Quiescent 銀河においては観測値の最小値程度までしか再現できて いない。一方でサブミリ波銀河に関しては不確かさの範 囲内でよく再現されている。このことは、サブミリ波銀 河以外の天体が z=3.7 の Quiescent 銀河の祖先になり うる可能性を示していると考えられる。

3.2 シミュレーション結果との比較

次に、宇宙論的流体力学シミュレーションにおける Quiescent 銀河と祖先の関係について考える。Illustris TNG300(Pillepich et al. 2018) のシミュレーションにおける Quiescent 銀河の進化を追跡すると、シミュレーションで再現された SMG は z=3.7 のクエンチした銀河の祖

表 2: z = 3.7 においてクエンチした銀河のうちその祖先 (SMGs) が持つサブミリ波のフラックス

Progenitors	Flux limit	z=4	z=5
DSFGs	$S_{850} > 1 \mathrm{mJy}$	80%	70%
SMGs	$S_{850} > 3.5 \mathrm{mJy}$	14%	5%

先と同じような恒星質量及び星形成率を持つことが確かめられた。しかしながら今回の観測された天体の星形成史に存在するスターバースト ($\langle SFR_{\rm main} \rangle > 1000\,M_{\odot}/{\rm yr}$) のような極端な値にはなっておらず、質量の大きい主系列銀河の上限程度しか星形成率を持っていない。

また、表 2 にある通り、z=3.7 のクエンチした銀河の祖先のうち、z=4-5 で SMG として輝くのは一部であり、この割合はサブミリ波のフラックスの閾値に依存することがわかる。このことから、最も高い赤方偏移でクエンチした系の祖先は、それほど極端な祖先 (SMGs)ではなく、主系列銀河程度の星形成率を持っている、最も深い探査でしか検出できないダストに隠された星形成銀河 (DSFGs) も含むことができると考えられる。

3.3 最遠方 Quiescent 銀河候補の予想される進化

z=4.01 の Quiescent 銀河候補から得られた恒星速度分散が、低赤方偏移の銀河とほとんど一致したことから、恒星速度分散は 120 億年後の現在までほとんど進化しないということを示している。一方で、すばる望遠鏡の Hyper Suprime-Cam(HSC) の画像から得られた有効半径は、近傍天体に比べてかなり小さいことがわかっている $(r_{\rm eff} < 1.3\,{\rm kpc})$ 。このことから、このような大質量銀河の質量進化は銀河全体で等しく行われるわけではなく、minor merger などによって銀河の外側で起こっていると考えることができる。外側で質量進化が起こると考えることができる。外側で質量進化が起こるとっような進化の仕方は、two-phase 形成シナリオと呼ばれ、第一段階の高密度核の進化は $z\sim4$ までに完了していると考えることができる。

4 Conclusion

この研究では z=3.7-4.0 における Quiescent 銀河のスペクトルを観測し、非常に短いタイムスケールで激しい星形成を経験していたことが確かめられた。SMGs と同様の星形成率を持つことが確認され、z>4 におけるSMGs の最も深い観測から得られた数密度と 3< z<4

における Quiescent 銀河の数密度は概ね一致していることが確かめられた。ただし、シミュレーション結果との比較から、z=3.7でクエンチした銀河の祖先は、必ずしも極端な爆発的星形成をおこなっている SMG のような系だけでなく、主系列の大質量の上限にあるような比較的普通の星形成銀河 (DSFGs) も含むべきであるという結論が得られた。また、最遠方 Quiescent 銀河候補から得られた恒星速度分散は低赤方偏移の大質量銀河とほとんど一致し、質量やサイズの進化は銀河の外側で行われるということが確かめられた。

私は、このような Quiescent 銀河の形成期に迫るために、z>4のさらに遠方に存在する天体について、星形成史や元となる祖先を研究していきたいと思っている。分光学的にクエンチングの性質を確認しその祖先を探ることで、なぜ星形成を止めたのかについてより興味深い結果を得ることができると考えている。また、このような z>4 に存在する大質量 Quiescent 天体は宇宙論的シミュレーションにおいてほとんど再現されていないことから、現在の理論やシミュレーションで想定されている銀河進化モデルを細かく検証することにもつながると考えられる。

Reference

Francesco Valentino et al. 2020, ApJ, 889, 93 Masayuki Tanaka et al. 2019, ApJL, 885, L34 Thomas et al. 2010, MNRAS, 404, 1775 Toft et al. 2014, ApJ, 782, 68 Pillepich et al. 2018, MNRAS, 475, 648-675

銀河 c01

ガリレイ不変性と流体力学シミュレーションの計算解 像度の関係 \sim Robertson et al.(2010)のレビュー \sim

> 筑波大学大学院 物理学学位プログラム 古谷田 和真

ガリレイ不変性と流体力学シミュレーションの計算解像度の関係 ~Robertson et al. (2010) のレビュー~

古谷田 和真 (筑波大学大学院 物理学学位プログラム)

Abstract

近年の数値流体力学研究では、超音速のバルク速度を持つ系において、格子法を用いた流体力学シミュレーションが ガリレイ不変性を破るということが主張されてきた。一方、Robertson et al. (2010) では、このような主張を批判的に検証し、計算解像度とガリレイ不変性について議論した。具体的には、格子法コードである ART(Kravtsov et al. 2002) と ENZO(Bryan Norman 1997; Bryan 1999; Norman Bryan 1999; Bryan et al. 2001; O' Shea et al. 2005) を用いて、ケルビン・ヘルムホルツ不安定性の発達についてのシミュレーションを行った。また、計算結果の視覚的な比較に加え、解の収束、誤差を定量化し議論をした。本発表では、彼らの研究内容について解説する。

まず初めに、ガリレイ不変性を破る数値拡散について理解するため、接触不連続面の移流に関する1次元流体シミュレーションを行い、その結果について、バルク速度依存性、解像度依存性を確認した。次に、低解像度の2次元シミュレーションでは、バルク速度があるとケルビン・ヘルムホルツ不安定性が発生しないという先行研究(Springel, 2009)を確認し、シミュレーションのバルク速度依存性、その性質や意味を議論した。最後に、ケルビン・ヘルムホルツ不安定性の新しいシミュレーションを導入し、解像度や超音速バルク速度を変えて、不安定性の発達の違いについて議論した。その結果、2次元の流体シミュレーションにおいて、十分な解像度があれば、バルク速度に関係なくケルビン・ヘルムホルツ不安定性が適切に発達することを突き止めた。つまり、バルク速度あるとケルビン・ヘルムホルツ不安定性が発生しないという先行研究の結果は、単に解像度不足によるものである事を結論づけた。

1 Introduction

流体力学シミュレーションは、天体物理学を研究する上で、物質の運動をモデル化するための非常に強力なツールの1つである。しかし、近年の研究では、超音速バルク速度を持つ系の格子法を用いた流体力学シミュレーションがガリレイ不変性を破るということが主張されてきた。(Springel, 2009) しかし、Robertson et al. (2010) では、この主張を批判的に検証し、計算解像度とガリレイ不変性の関係について議論した。

まず、1次元流体シミュレーションを用いて、ガリレイ不変性の破れを確認した。次に、2次元のケルビン・ヘルムホルツ不安定性において、先行研究 (Spingel, 2009) と同様の初期条件を用い、先行研究の再現、及び2次元ケルビン・ヘルムホルツ不安定性においてのガリレイ不変性の破れの確認、不安定性の定量的な評

価を行った。最後に、Robertson et al. (2010) で新たに導入された初期条件を用いて、2次元ケルビン・ヘルムホルツ不安定性のシミュレーションを行い、ガリレイ不変性の破れを確認し、不安定性の定量的な評価を行った。研究で用いられるコードは ART(Kravtsov et al. 2002) と ENZO(Bryan Norman 1997; Bryan 1999; Norman Bryan 1999;Bryan et al. 2001; O' Shea et al. 2005) である。

2 Methods

1次元流体シミュレーションにおけるガリレイ不変性の破れについては、特に数値拡散が局所的な流体分布の形状にどのように影響するかを確認する。数値拡散が小さい場合、接触不連続面が鋭いままの形で移流されるが、数値拡散が大きい場合は接触不連続面がなまってしまうことが知られている。ここで

2022 年度 第 52 回 天文・天体物理若手夏の学校

用いる基礎方程式は、1次元移流方程式で、次の(1) の形で与えられる。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + v \frac{\partial \rho}{\partial x} = 0 \tag{1}$$

Courant et al. (1952) の一次元風上スキームの場合、

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + v \frac{\partial \rho}{\partial x} = \alpha \frac{\partial^2 \rho}{\partial x^2} \tag{2}$$

$$\alpha = \frac{1}{2}v\Delta x(1 - |c|) \tag{3}$$

となる。(2)(3) より、拡散誤差はバルク速度を上げると増加、解像度を上げると減少することが分かる。

初期条件を次のように定めてシミュレーションを 行う。

$$|x - 0.5| \le 0.25 : \rho = 5$$

 $|x - 0.5| > 0.25 : \rho = 1$
 $P = 1 \quad \gamma = \frac{5}{3} \quad cfl = 0.6$

なお、バルク速度一定 (v=10) で x 方向のメッシュ数を N=64,128,256,512 と変化させたシミュレーションと、AC (Artificial compression method) を導入したシミュレーションを行う。

次に、2 次元ケルビン・ヘルムホルツ不安定性のシミュレーションを行う。ケルビン・ヘルムホルツ不安定性とは、2 つの流体の境界で成長する不安定のことである。まず初めに、先行研究である Springel (2009) の初期条件 (ICs A) を導入し、シミュレーションを行う。初期条件 (ICs A) は次のとおりである。(図 1 の実線参照)

$$|y - 0.5| < 0.25 : \rho_1 = 2, \quad v_1 = 0.5$$

 $|y - 0.5| > 0.25 : \rho_2 = 1, \quad v_2 = -0.5$
 $P = 2.5 \quad \gamma = \frac{5}{3} \quad cfl = 0.6$

ここで、y 方向に次の(5) ような摂動を与えて、不安定を成長させる。

 $v_y(x,y) = \omega_0 \sin(n\pi x)$

$$\times \left(\exp\left[-\frac{(y-0.25)^2}{2\sigma^2}\right] + \exp\left[-\frac{(y-0.75)^2}{2\sigma^2}\right]\right) \quad (4)$$

$$n = 4, \quad \omega_0 = 0.1, \quad \sigma = 0.05$$

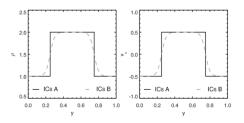


図 1: シミュレーションの初期条件

なお、ICs A でのシミュレーションでは、バルク 速度なし (v=0) とバルク速度あり (v=10) の 2 通りについて、計算解像度を変えてシミュレーションを行う。

最後に、Robertson et al. (2010) で導入された初期条件 (ICs B) を用いて、2 次元ケルビン・ヘルムホルツ不安定性のシミュレーションを行う。 ramp 関数を次の (5) ように定義する。

$$R(y) = \frac{1}{1 + \exp\left[\frac{2(y - 0.25)}{\Delta_y}\right]} \frac{1}{1 + \exp\left[\frac{2(0.75 - y)}{\Delta_y}\right]}$$
(5)

密度分布、せん断速度を次の(6)(7)ように書きなおす。

$$\rho(y) = \rho_1 + R(y)[\rho_2 - \rho_1] \tag{6}$$

$$v_x(y) = v_1 + R(y)[v_2 - v_1] \tag{7}$$

ただし、 $\Delta_y=0.05$ 、その他の物理量は ICs A の時と同様とする。(図 1 の破線参照)

摂動を次の(8)ように与えて、不安定を成長させる。

$$v_y(x) = \omega_0 \sin(n\pi x) \tag{8}$$

ケルビン・ヘルムホルツ不安定性の成長を定量的に 評価するために、次の(9)で表される "mixing statistic" という量を導入する。

$$\frac{\Sigma \sigma_y}{\langle f \rangle} = \frac{\left[\int dy \frac{\sigma_y(y)}{\langle f(y) \rangle} \right]}{\left[\int dy \right]} \tag{9}$$

ここで、f は注目する物理量、 σ_f は注目する物理量の分散である。この (9) を用いることで、不安定の発達についての定量的な議論を行うことができる。

3 Results

1次元流体シミュレーションにおけるガリレイ不変性の破れを確認した。1次元流体シミュレーショ

2022 年度 第 52 回 天文・天体物理若手夏の学校

ンの結果を、密度についてプロットしたものを次の 図 2 に示す。

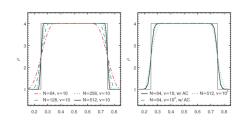


図 2: 1 次元流体シミュレーションの結果

左図はメッシュ数とシミュレーション結果の関係を示したもので。バルク速度 v=10、メッシュ数 N=64,128,256,512 と変化させたものである。メッシュ数が増加すると、シミュレーション結果が解析解に近づくことが確認できた。

次に、右図はACを導入したシミュレーション結果である。ACを導入すると、メッシュ数が少なく、バルク速度が大きいような場合であっても、十分解析解に近い結果を得ることができるということが分かった。

ここからは、2次元ケルビン・ヘルムホルツ不安定性のシミュレーション結果について見ていく。初期条件 ICs A で、バルク速度がない場合の結果を次の図3に示す。

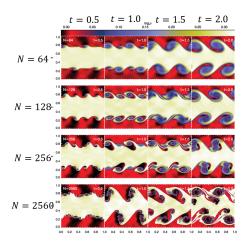


図 3: ICs A 結果 (バルク速度なし)

解像度が高いと細かな構造までわかるということが確認できた。また、一様なバルク速度 (v=10) がある場合のシミュレーション結果を、図4に示す。

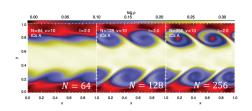


図 4: ICs A 結果 (バルク速度あり v = 10)

バルク速度の有無によって、シミュレーション結果が違うということを視覚的に確認することができた。

次に、初期条件 ICs B での、シミュレーション結果を見ていく。バルク速度がない場合のシミュレーション結果を図 5 に、バルク速度がある場合のシミュレーション結果を図 6 に示す。

バルク速度がない場合のシミュレーションでは、メッシュ数 N=64,128,256,2560 と変化させ、t=0.5,1.0,1.5,2.0 の時の結果を示す。バルク速度がある場合のシミュレーションでは、メッシュ数 N=64,128,256,512、バルク速度 v=0,1,3,10,30,100 と変化させ、t=2.0 の時の結果を示した。その結果、ICs B の初期条件では、バルク速度の有無や計算解像度の違いによらず、ケルビン・ヘルムホルツ不安定性の成長過程の収束性と発展性が視覚的に分かった。

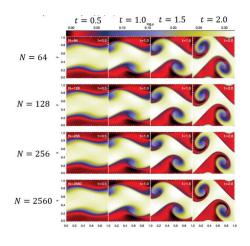


図 5: ICs B 結果 (バルク速度なし)

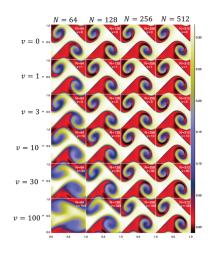


図 6: ICs B 結果 (バルク速度あり)

4 Discussion

ケルビン・ヘルムホルツ不安定性のシミュレーションについて、"mixing statistic"を用いて議論した。

ICs A のシミュレーションについて考える。ICs A のシミュレーション結果の"mixing statistic"を密度 ρ とエントロピーsについてプロットすると、次の図 7 のようになった。実線がバルク速度なしの結果、破線がバルク速度あり (v=10) の結果である。メッシュ数については、黒 N=64、青 N=128、赤 N=256 である。

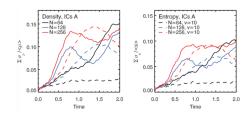
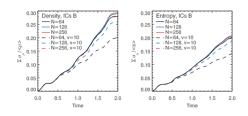


図 7: Mixing statistic ICs A

図 7 より、N=64,v=10 のケルビン・ヘルムホルツ不安定性のシミュレーションでは、不安定が適切に成長しないという先行研究 (Springel, 2009) の結果を再現、確認することができた。また、N=128,256のケルビン・ヘルムホルツ不安定性シミュレーションでは、バルク速度の有無によって不安定発生の時間的な差が見られた。

次に、ICs B のシミュレーションについても同様に

議論する。先ほどと同様に"mixing statistic"を適用し、解析を行った。密度 ρ とエントロピーs についてプロットしたものが、次の図 8 である。実線がバルク速度なしの結果、破線がバルク速度あり (v=10) の結果である。



☒ 8: Mixing statistic ICs B

ICs B のシミュレーションでは、バルク速度の有無によらず、空間解像度を上げることで、ケルビン・ヘルムホルツ不安定が適切に発達していることが分かった。また、ICs A の時と違い、バルク速度の有無による不安定の発生の時間的な差はみられなかった。

5 Conclusion

初めに、接触不連続面の移流に関する1次元流体シミュレーションを行い、バルク速度依存性、解像度依存性について確認した。次に、低解像度のケルビン・ヘルムホルツ不安定性シミュレーションでは、バルク速度があると不安定が発生しないという先行研究 (Springel, 2009) を確認した。最後に、ケルビン・ヘルムホルツ不安定性の新しいシミュレーション (ICs B) を導入し、解像度やバルク速度を変えて、不安定性の発達の違いについて議論した。

本研究では、2次元の流体シミュレーションにおいて、十分な解像度があれば、バルク速度の有無に関係なくケルビン・ヘルムホルツ不安定性が適切に発達することを突き止めた。

今後は Athena++を用いて、ガリレイ不変性について議論していく予定である。

6 参考文献

Robertson et al. 2010

銀河 c02

ALMAによる近傍高光度 AGN の高解像度 CO(2-1) サーベイ観測

東京都立大学大学院 理学研究科 池田 裕

ALMA による近傍高光度 AGN の高解像度 CO(2-1) サーベイ観測

池田 裕 (東京都立大学大学院 理学研究科)

Abstract

銀河の中心には超大質量ブラックホール (Super Massive Black Hole: SMBH) が存在し、銀河全体と相互作用しながら共に進化している。SMBH は大量の質量降着 (fueling) が起こることで成長し、その際に放出されたエネルギーが元となり、SMBH の周辺が活動銀河核 (Active Galactic Nuclei: AGN) として輝く。よって、AGN の徹底観測を通じて質量降着の駆動機構・素課程の物理を解明することは、宇宙史における SMBH 成長の包括的な理解において重要である。

銀河合体や銀河の非軸対称性によって駆動された銀河スケールから中心に向かうガス流は、その残存角運動量のために AGN 周辺 10-100pc スケールに核周円盤 (Circumnuclear Disk: CND) を形成することが多くの理論研究で予想されている。実際、近年の観測装置の発達により、CND が多くの AGN で実在することが明らかとなった。さらに、X 線観測から推定される質量降着率は、CND スケールの分子ガス量とよく相関する一方、銀河スケールでのガスの量とは相関しないことも明らかとなった。これは、銀河全体ではなく、CND こそが SMBH への直接的な質量供給源として機能していることを示し、この領域を詳しく研究することの重要性を訴える結果となっている。しかし、CND スケールで観測されている銀河が少なく、統計として不十分なことや、銀河選定時の偏りが問題であった。

そこで本研究では、統計的に有意な結論を得るべく、Swift 衛星の X 線サーベイ観測で選定した 32 天体の近傍高光度 AGN、つまり、活発な質量降着の現場として最適なものに対して、ALMA による 100pc 解像度での CO(2-1) サーベイ観測を行った。本発表では、この高光度 AGN サンプルも含めた CND スケールの分子ガス量と SMBH 質量降着率の相関を、観測データの解析から得られた分子ガスの空間分布や速度構造とともに紹介し、質量降着に対して CND の果たす役割を考察し、フィードバック研究も含めた今後の展望について議論する。

1 Introduction

銀河の中心に位置する超大質量ブラックホール (Super Massive Black Hole: SMBH) は、ガスによる大量の質量降着が起こることで、その母銀河と共に制御し合いながら進化している (ブラックホールと母銀河の共進化)。しかし、この質量降着を引き起こす機構としての角運動量輸送の物理は、不明瞭な部分が多く残っている。よって、降着するガスの角運動量輸送のメカニズムをさまざまな空間スケールで理解することは、直接的に SMBH への質量降着の理解につながり、共進化のメカニズムを解明するのに非常に重要である。SMBH への質量降着の過程で放出されたエネルギーは、SMBH のごく近傍でスタバーストに匹敵する光度で輝く活動銀河核 (Active Galactic Nuclei: AGN) として観測される。また、銀河ス

ケールから SMBH に向かうガスの流れは、銀河合体 や棒構造、渦構造などの銀河の非軸対称性が効率的 に駆動しているとされる。さらに、ガスの残存角運動量により AGN 周辺 10-100pc スケールに核周円盤 (Circumnuclear Disk: CND) を形成することが理論研究で予想されており、実際、多くの AGN で CND が観測され、予想と整合する結果となっている。

さて、銀河を構成するガスに関する先駆的な研究である Yamada. (1994) では、X 線の観測から推定された AGN の光度と単一鏡による CO(1-0) ラインの光度に一次相関があることが示された。その後、様々な論文でこの結果が統計的に有意になるよう、アップデートが重ねられてきた。その中で、Izumi et al. (2016) では、X 線光度から算出される SMBH への質量降着率に対する、CND スケールでのガスの質量や

銀河スケールでのガスの質量との相関関係の比較から、銀河スケールのガスよりも CND スケールでのガスの方がより強く相関することが示された。これは、CND こそが SMBH への直接的な質量供給源であることを示唆している (図 1)。

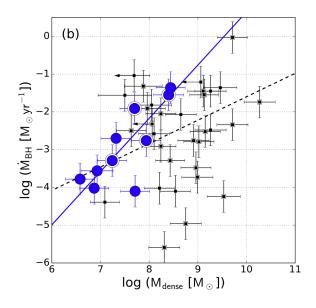


図 1: Blue circle: CND スケールでの分子ガス質量。 Black square: 銀河スケールでの分子ガス質量 (Izumi et al. 2016).

しかし、CND スケールで観測された銀河が少なく、サンプルサイズが小さいこと、銀河選定条件に偏りがあったこと、具体的な SMBH 質量降着の物理的機構が不明であることが課題として挙げられた。

そこで、本研究では、これらの課題を克服すべく、多数の無バイアスに選択した銀河に対して CND スケールでの徹底観測を行うことで、SMBH への質量降着に対する CND の役割を考察した。本発表では、観測の結果として、選定した銀河のガスの空間分布、AGN 光度と CND スケールのガスの光度の相関図を示し、CND の役割についての考察と、今後の展望について発表する。

2 Data Description

Swift 衛星の Burst Alert Telescope(BAT) によるカタログ (Ricci et al. 2017) から近傍銀河の AGN

を 32 天体選んだ。今回選定した天体は、以下の条件を満たすものとした。(i) 地球からの距離 $50~{\rm Mpc}\lesssim D\lesssim 100~{\rm Mpc}$ (ii) 赤緯 $-60~{\rm s}\leq\delta\leq+20~{\rm s}$ (iii) 星形成率を推定可能にするために、Herschel 宇宙望遠鏡による赤外線の観測データがある (iv) 今回、CO(2-1) ラインでの観測を行うため、単一鏡 APEX による銀河全体に対する電波観測で CO(2-1) ラインで観測可能であった (v) 高光度な AGN は CND スケールでの CO 観測があまり行われておらず、今回の観測ではそこにフォーカスするため、Swift 衛星による硬 X線観測から、星間物質に埋もれた AGN も考慮して、高光度 ($L_{{\rm Bol}}\gtrsim 10^{44}~{\rm ergs}^{-1}$) であることが既知。

これらの 32 天体に対して、Atacama Large Millimeter/submillimeter Array(ALMA, Band6) で高解像度 CO(2-1) ラインのサーベイ観測を行なった。今回の観測では空間分解能 70-150 $pc(\approx 0.5$ ")、感度 (1σ) 0.20-0.85 mJy $beam^{-1}(dv=20 \text{ km s}^{-1})$ の高解像度を達成した。

SMBH 質量降着率の指標となる AGN 光度 (L_{Bol}) は、Swift/BAT のカタログデータを用いて計算した。

また、我々は、The BAT AGN Spectroscopic Survey (BASS) プロジェクトに参画しており、今回の観測は、AGN に対するさまざまな波長でのフォローアップ観測としても行なっている。

3 Methods

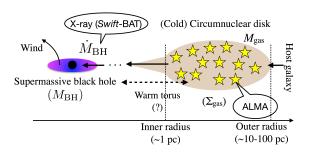


図 2: CND と SMBH の関係の模式図 (Izumi et al. 2016)

本研究では、SMBH 質量降着率と CND スケールの ガス質量の相関関係をみることで、CND の役割の解

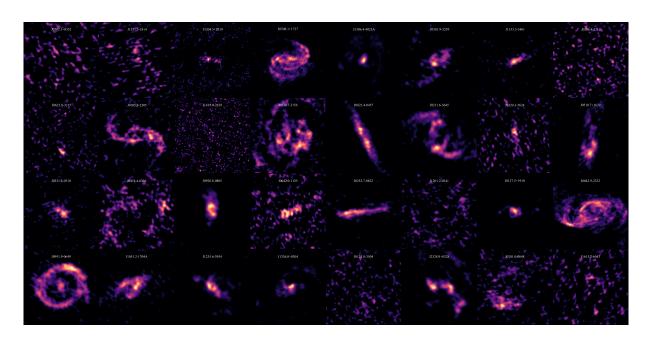


図 3: 今回観測した 32 天体の CO(2-1) 分子ガスの空間分布。 各々の銀河でさまざまなガス分布の形状が見られた。

明を目的とする (図 2)。降着率 ($\dot{M}_{\rm BH}$) は Swift/BAT で観測された X 線光度から算出した AGN 光度 ($L_{\rm Bol}$) を、指標として用いた。また、CND スケールのガス 質量は、今回 ALMA で観測した CO(2-1) 光度 ($L_{\rm CO}$) を、指標として用いた。ただし、今回の観測で達成した空間分解能は、最低値が約 150pc であったため、全て beamsize $\theta=150$ pc として、銀河中心から半径 150pc の範囲を選択して観測した。 $L_{\rm CO}({\rm Kkms^{-1}pc^2})$ はフラックス $\Sigma S_{\rm CO}\Delta v$ 、観測された周波数 ν 、光度 距離 $D_{\rm L}$ 、赤方偏移 z を用いて

$$L_{\text{CO}=3.25\times10^7\cdot\Sigma S_{\text{CO}}\Delta v\cdot\nu^{-2}\cdot D_{\text{L}^2}\cdot(1+z)^{-3}}$$

で計算した (Solomon & Vanden Bout. 2005)。

ALMA 専用解析ソフト CASA で解析を行い、宇宙論パラメータは $H_0=70~{\rm km~s^{-1}~Mpc^{-1}}$ 、 $\Omega_M=0.3$, $\Omega_\Lambda=0.7$ を用いた。

4 Results

今回観測した 32 天体の CO(2-1) 分子ガスの空間 分布では、各々の銀河でさまざまなガス分布の形状 が見られた。AGN 位置での CO(2-1) ガスの強度 3 σ

以上の検出率は約78%となり、高い検出率が得られたが、有意に検出できない銀河もあった(図3)。

J0042.9-2332 の積分強度図に代表されるように、連続波放射源を AGN とみなすと、AGN 位置で CO(2-1) ガスの放射が弱い傾向があった (図 4)。

J0042.9-2332 の速度分布図のように、多くの天体は回転成分が支配的であった (図 5)。

 L_{CO} と L_{Bol} の間に相関は見られなかった (図 6)。

5 Discussion & Future Works

AGN 付近の CO(2-1) 放射が弱い傾向にあったことから、次のことが考えられる。(a) AGN の影響で吹き飛ばされ、ガス自体が薄くなってしまった (b) AGN によって分子ガスが励起してしまい、CO(2-1) ではなく、CO(6-5) などの回転量子数の高い (High-J) での放射をしている (c) AGN によって分子が破壊され、原子 [CI] の放射や、イオンの放射をしている。また、今回観測した AGN は高光度のものを選んでいるため、実際に銀河に存在するガスの量は (Izumi et al. 2016) で用いられている銀河よりも多いと予想される。しかし、今回観測した CO(2-1) 光度 (L_{CO}) から

算出したガス質量 $(M_{\rm gas})$ は、Izumi et al. (2016) での $\rm HCN(1-0)$ 光度から算出した CND スケールのガス質量 $(M_{\rm dense})$ を大きく下回ることから、分子の励起状態や化学組成の変化によって $\rm CO(2-1)$ 観測はガスの質量を過小評価している可能性が考えられる。よって、 $\rm CO(2-1)$ 以外にもさまざまな波長での CND スケールの観測から判断することが必要である。

 L_{CO} と L_{Bol} の間に相関が見られなかったことから、CND と SMBH への質量降着は少なくとも表面的には無関係あると考えられる。しかし、多くの理論モデルでは、ブラックホール周辺のガス量と質量降着に相関があると予想されており、今回の結果はそうした予想と矛盾していることから、精査しなければならない。今回の観測は、高解像度と言えど、150~pc分解能での観測に過ぎないため、ブラックホールのごく近傍のガスを見ているわけではなく、さらに高解像度での観測が必要となる。また、高光度の AGNに対しての観測であったことから、解析に用いた光度範囲が狭かったため、高光度なものから低光度のものまで包括的に観測することで、様々な環境の AGNについての考察が必要である。

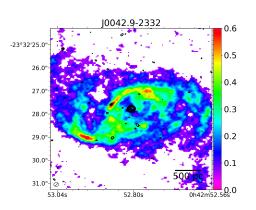


図 4: J0042.9-2332 の積分強度図。縦横軸それぞれ赤緯赤経、カラーは積分強度 (Jy/beam km/s)、コントアは連続波を示し、その中心を AGN とした。 $\log(L_{\rm Bol})=44.6~{\rm erg~s^{-1}}, \log(M_{\rm BH})=8.60~M_{\odot}$ 。

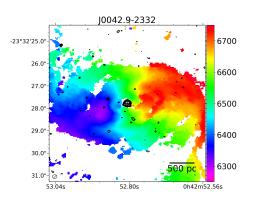


図 5: J0042.9-2332 の速度分布図。縦横軸それぞれ 赤緯赤経、カラーはガスの速度 $(km\ s^{-1})$ 、コントア は連続波を示し、その中心を AGN とした。銀河の 後退速度は約 $6500km\ s^{-1}$ 。

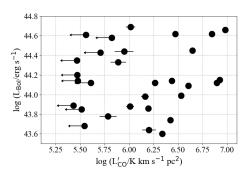


図 6: $L_{\rm CO}$ と $L_{\rm Bol}$ の相関関係。 $L_{\rm CO}$ は $\theta=150$ pc に統一して観測、矢印は Upper limit(3 σ)、Spearman の相関係数 $\rho=0.039$ 、その精度 Probability=0.8295。

Reference

Balatto et al. 2013, ARAA, 51, 207

Izumi et al. 2016, ApJ, 827, 81

Koss et al. 2021, ApJS, 252, 29

Ricci et al. 2017, ApJ, 223, 17

Solomon & Vanden Bout. 2005, ARAA, 43, 677

Yamada. 1994, ApJ, 423, L27

銀河 c03

ALMA観測で明らかにするAGN遮蔽の動的構造

東京都立大学大学院 理学研究科 平澤 凌

ALMA 観測で明らかにする AGN 遮蔽の動的構造

平澤凌(東京都立大学大学院理学研究科)

Abstract

ALMA 望遠鏡での従来の AGN トーラス研究は高密度分子ガスを観測していたのに対し、近年では多相星間物質の分布とダイナミクスに着目してトーラスの物理的起源に迫る研究も進んでいる。たとえば最近傍 AGN の一つである Circinus 銀河 (4.2 Mpc, type-2 AGN) における CO(3-2) と [CI](1-0) の 10 pc 分解能 観測では、以下のような AGN 遮蔽モデルが検証された (Izumi et al. 2018)。 (i) Sub-pc region:AGN の 放射圧と X 線加熱に起因する低密度高温イオンガスとダストの outflow、 (ii) A few-pc:低密度原子ガスの outflow、その一部がガス円盤に戻る failed wind、そして AGN をトリガーする inflow が組み合わさって作る幾何学的に厚い fountain 構造、 (iii) 10pc-100pc:高密度原子・分子ガスが構成する幾何学的に薄いディスク。特に (ii) の fountain 構造はトーラスの物理的実体だと期待されている。一方で、AGN トーラスの構造、すなわち幾何学的厚みはエディントン比に依存して変化することが統計的観測から期待されている。具体的には、 $(\lambda_{\rm Edd} \equiv L_{\rm AGN}/L_{\rm EDD})$ が $10^{-3}-10^{-2}$ 程度でピークに達し (Ricci et al. 2017)、 $\lambda_{\rm Edd} \gtrsim 0.1$ で小さくなる(Circinus 銀河は 0.2、Arévalo et al. 2014)。そこで本研究では、Circinus 銀河よりエディントン比が小さい Type-2 AGN、NGC5643 ($\log(\lambda_{\rm Edd}) = -1.3$) と NGC6300 ($\log(\lambda_{\rm Edd}) = -1.9$) において、Izumi et al. (2018) の手法を適用しトーラス構造を調査した。用いるデータは ALMA で取得した ~10 pc 分解能の CO(3-2) と [CI](1-0) 輝線で、それぞれ分子、原子ガスの分布を反映する。本発表では、これら 2 相のガスの空間分布と運動の様子、AGN アウトフローの有無について議論する。

1 Introduction

活動銀河核 (AGN) は、イオンガスが高速運動する 広輝線領域が直接観測される Type-1 AGN と、それ が静止系紫外線帯や可視光線帯では見えない Type-2 AGN に分類できる。これらの違いを AGN を見込む 角度で説明するのがトーラスモデル (図 1) であり、 その物理的実体を与えるため多くのモデルが提唱さ れてきた。その一つに以下の輻射駆動噴水 (fountain) モデル (図 2, Wada 2012) がある。

- (i). Sub-pc region: AGN の放射圧と X 線加熱に起 因する低密度高温イオンガスとダストの outflow
- (ii). A few-10 pc region: 低密度原子ガスの outflow、その一部がガス円盤に戻る failed wind、そして AGN をトリガーする inflow が組み合わさって 作る幾何学的に厚い fountain 構造
 - → トーラスの物理的実体だと期待されている。
- (iii). 10 pc-100 pc region: 高密度原子・分子ガスが 構成する幾何学的に薄いディスク

よって本研究では以下について調べた。

- (ii) の fountain 構造の検証
 [CI] (1-0) の outflow を確認し、その速度からfailed wind の有無を確かめる
- fountain 構造の AGN 依存性 エディントン比の異なる、すなわち AGN の遮蔽 率が異なる Seyfert 銀河で構造の違いを確認し、 その依存性を調べて遮蔽モデルをテストする。

本発表では特に [CI] (1-0) の outflow の可能性について議論する。

2 Observation data

天体は、すでにトーラス研究のため CO(3-2) の high resolution 観測 (\sim 10pc) がされていて、エディントン比 (λ_{Edd}) が Circinus > NGC 5643 > NGC 6300 を満たす、NGC 5643, NGC 6300 を選択した。 Sec1 で述べた (ii) (A few-pc - 10pc) の fountain 構

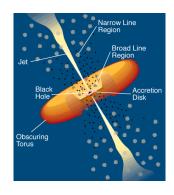


図 1: 古典的な AGN トーラスモデル (Urry& Padovani 1995)

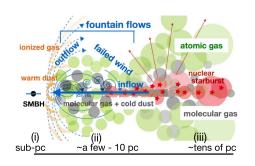


図 2: 輻射駆動噴水 (fountain) モデル (Wada 2012, illustration: Izumi et al. 2018)

造を確かめるべく、主としてそれを構成する原子ガス:[CI] (1-0) 輝線(outflow をトレースすると予想)、分子ガス:CO(3-2) 輝線(円盤面をトレースすると予想)を ALMA で ~ 10 pc の分解能で観測した(表 1、表 2)。解析の際は比較のため全て beamsize = 0.14"、速度分解能 dV = 20 kms $^{-1}$ で統一した。

3 Results and Discussion

3.1 NGC 5643

[CI](1-0) の放射は CO(3-2) と比較して、AGN 付近の小範囲に集中していることがわかる (図 3 上段、中段 mom0, 2)。これは、AGN の X 線放射で CO 分子が破壊されて、C 原子になったと解釈でき、[CI](1-0) 放射領域のサイズも Sec1 で述べた (ii) の範囲 ($\sim10pc$) に矛盾しない。

また、速度分布は対局的には特に相違は見られず、これは一見 fontain モデルと矛盾する (図 3 上段、中

段 mom1)。

一方、スペクトルからは [CI] (1-0) outflow の可能性がわかる (図 3 下段)。単純な gaussian ではなく、double gaussian の兆候が見られ、明らかに CO(3-2) のスペクトルが異なること、さらには高速度成分 ($\sim 900~{\rm km s^{-1}}$ - $1000~{\rm km s^{-1}}$, $\sim 1200~{\rm km s^{-1}}$ - $1300~{\rm km s^{-1}}$) では [CI] $(1-0)/CO(3-2)\sim 2-4~{\rm と非常に高いことから、主に原子ガスで outflow が生じている解釈でき、fountain モデルと整合する。$

今後は、力学モデリングで速度構造を詳細に解析 し、 failed wind の有無を調べる必要がある。

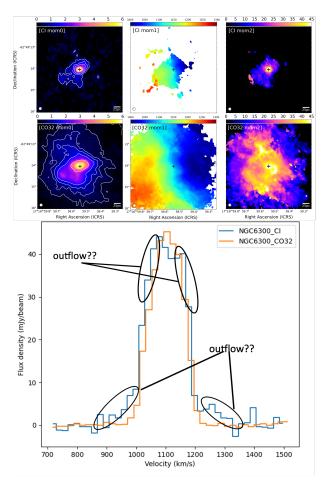


図 3: NGC 6300 の観測結果 上段:[CI](1-0)、中段: CO(3-2)、左から moment0, 1, 2 マップ (+マーク: AGN 位置、beamsize = 0.14")、下段:スペクトル ([CI](1-0) は青線、 CO(3-2) はオレンジ線)

3.2 NGC 6300

表 1: 観測対象 AGN の情報(*: Arévalo et al. 2014, **: Goulding et al. 2010, ***: Greenhill et al. 2003)

	redshift	Distance	AGN	$\log \lambda_{ m Edd}$	$L_{\rm X}(2\text{-}10~{\rm keV})~{\rm (erg s^{-1})}$	BH Mass (M_{\odot})
		(Mpc)	Type			
Circinus	0.0015	6	2	-0.69	$(2.3 - 5.1) \times 10^{42} \ (*)$	$(1.7 \pm 0.3) \times 10^6 \; (***)$
NGC 5643	0.004	17	2	-1.3	$9.6 \times 10^{41} \ (\ **\)$	$2.8 \times 10^6 \ (**)$
NGC 6300	0.0037	16	2	-1.9	$4.0 \times 10^{42} \ (\ **\)$	$6.3 \times 10^6 \; (\ **\)$

表 2: 観測データ情報:[CI](1-0) データ: 2019.1.01447.S (PI: T. Izumi)、CO(3-2) データ: 2017.1.00082.S (PI: S. Garcia-Burillo)

		beamsize	$dV (\mathrm{km s^{-1}})$	$1\sigma \text{ (mJybeam}^{-1}\text{)}$
NGC 5643	[CI] (1-0)	$0.11" \times 0.075"$	20	3.6
(1"=82.4pc)	CO(3-2)	$0.13" \times 0.11"$	10	0.55
NGC 6300	[CI] (1-0)	$0.11" \times 0.081"$	20	1.4
(1"=76.6pc)	CO(3-2)	$0.13" \times 0.11"$	10	0.56

空間分布は、[CI](1-0) と CO(3-2) では明らかに異なり、CO(3-2) 放射は暗い位置(AGN 西側 0.5"の ☆マーク)に明るい [CI](1-0) 放射がある(図 4 上段、中段 mom0)。実際この領域では、Flux Densityに大きな差([CI](1-0)/CO(3-2)~5) がある(図 5)。NGC 5643 の CND (circum nuclear disk) は high inclination(65°, Alonso-Herrero et al. 2018)であり、AGN 位置では CND の縁(手前)を見ていることになる。そして、☆マークは円盤上空に位置することも踏まえると、これは原子ガスの放射として観測される outflow と解釈でき、fountain モデルと整合する。

一方、AGN 周辺の速度分散は [CI] (1-0) の方が小さい傾向にあり、また、速度分布は対局的には特に相違は見られず (図 4 mom1, 2)、一見 fountain モデルと矛盾する。ただし、 high inclination であることに注意する必要がある。

スペクトルにおいては、CO(3-2) は、outflow あるいは inflow (gaussian から逸脱した成分) が確認されている (Alonso-Herrero et al. 2018) が、[CI] (1-0) は比較的 gaussian に近い。一見、[CI] (1-0) outflow はないように思われるが、NGC 5643 は high inclination であることから、CO(3-2) のスペクトル (図4 下段) の 900-1100 kms⁻¹ 付近の gaussian からの超過は inflow の可能性がある。仮に outflow なら

[CI] (1-0) でも見えているはずである。今後、3D モデル化等を行い、inflow の成分を確認する必要がある。

Reference

Izumi et al. 2018, ApJ, 867, 48

Ricci et al. 2017, Nature, 549, 488

Wada, K. 2012 ApJ, 758, 66

Urry & Padovani 1995, PASP 107, 803

Arévalo et al. 2014, ApJ, 791, 81

Goulding et al. 2010, MNRAS, 406, 597

Greenhill et al. 1997, ApJL, 474, L103

Alonso-Herrero et al. 2018, ApJ, 859, 144

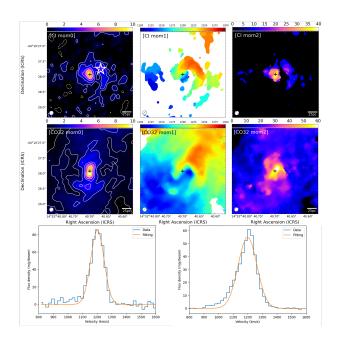


図 4: NGC5643 の観測結果 上段:[CI](1-0)、中段:CO(3-2)、左から moment0, 1, 2 マップ (+マーク:AGN 位置、beamsize=0.14")、下段:スペクトル (左:[CI](1-0)、右:CO(3-2)、観測は青線、gaussian fitting の結果はオレンジ線)

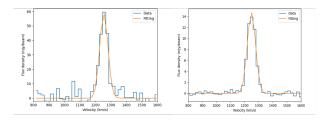


図 5: NGC5643 ☆位置 (Fig.5 mom0) のスペクトル (領域のサイズは beamsize) (左:[CI](1-0)、右: CO(3-2)、 観測は青線、gaussian fitting の結果はオレンジ線)