

2018年度第48回
天文・天体物理若手夏の学校

集録集

銀河

謝辞

2018年度天文・天体物理若手夏の学校は、基礎物理学研究所(研究会番号:YITP-W-18-02)を始め、国立天文台、理論天文学宇宙物理学懇談会、一般社団法人 豊橋観光コンベンション協会、光学赤外線天文連絡会、高エネルギー宇宙物理連絡会、野辺山宇宙電波観測所からのご支援、また、企業・個人(プログラム集参照)からご寄付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

オーラルアワード(銀河・銀河団分科会)

順位	講演者	所属	学年	講演タイトル
1位	鹿熊亮太	東京大学	M1	すばる HSC を用いた初期銀河から宇宙大規模構造へと続く Ly α 巨大構造の初検出
2位	菊地原正太郎	東京大学	M2	重力レンズ効果と ALMA 干渉計で探る初期銀河の星形成活動
3位	菅原悠馬	東京大学	D2	10万個の SDSS スペクトルで探るアウトフロー・銀河関係
3位	伊藤慧	国立天文台	M2	HSC 広視野撮像観測による $z \sim 4$ Brightest Cluster Galaxy 候補の検出

ポスターアワード(全分科会)

順位	分科会名	講演者	所属	学年	講演タイトル
1位	星惑	安部大晟	名古屋大学	M1	分子雲中におけるフィラメント形成と星形成開始条件の解明に向けた数値シミュレーション
2位	星惑	櫻庭遙	東京工業大学	M2	エンスタタイトコンドライト集積による地球大気形成
3位	銀河	安藤誠	東京大学	M1	COSMOS領域における原始銀河団コアの探索

index

a1	柏田祐樹	太陽運動測定における天の川銀河動力学構造の影響の評価および Gaia を用いた太陽運動測定
a2	喜多将一朗	エッジオン銀河 NGC891 の運動学的、物理的性質についての検証
a3	佐藤佑樹	$z \leq 1.0$ における銀河の軸比分布とその進化 (2nd)
a4	小西諒太朗	棒渦巻銀河 NGC253 における炭素同位体比の観測的研究
a5	矢島義之	多輝線解析を用いた近傍棒渦巻銀河における分子ガスの物理状態と星形成
a6	堀江秀	シミュレーションにおける棒渦巻銀河の星形成
a7	依田萌	近傍銀河における空間分解した星形成則の統計的研究
a8	保田敦司	近傍銀河における CO-H ₂ 質量変換係数 X _{CO} の観測的研究
a9	柴田修吾	銀河の金属量を考慮した CO-H ₂ 変換係数と星形成効率
a10	樋本一晴	COSMOS 領域のバースト的な星形成を起こしている銀河の定量的指標による形態解析
a11	菅原悠馬	10 万個の SDSS スペクトルで探るアウトフロー・銀河関係
a12	小川翔司	クランピートーラスからの X 線スペクトルモデルの Seyfert 1 銀河 IC 4329A への適用
a13	岩切駿	吸収を受けた狭輝線セイファート 1 型銀河の研究
a14	山田智史	高光度赤外線銀河 NGC 5135 が持つ隠された活動銀河核の広帯域 X 線観測
a15	登口暁	すばる望遠鏡 Hyper Suprime-Cam を用いた塵に覆われた銀河の可視光線における統計的性質の調査
a16	杉内拓	近傍渦巻銀河 M 83 における渦巻腕を横切る際の巨大分子雲の化学進化の観測的研究
a17	森永優	大規模シミュレーションに基づいた銀河サブストラクチャの統計的性質に関する研究
a18	佐藤真帆	すばる望遠鏡 Hyper Suprime-Cam を用いた $z \sim 1$ における quasar-red galaxy のクラスタリング調査
a19	上田将暉	銀河団外縁部のエントロピー異常に対するガス塊の寄与
a20	秋元大地	銀河団ガス中の共鳴散乱シミュレーション
a21	伊藤慧	HSC 広視野撮像観測による $z \sim 4$ Brightest Cluster Galaxy 候補の検出
a22	吉田篤史	すばる HSC サーベイ領域内 weak lensing 同定銀河団の X 線を用いた系統的解析
a23	菊地原正太郎	重力レンズ効果と ALMA 干渉計で探る初期銀河の星形成活動
a24	島田優也	重力レンズ効果の解析と ALMA の水分子輝線撮像 データに基づく遠方銀河の観測的研究
a25	山下祐依	超臨界降着 AGN のミリ波/サブミリ波観測から探る銀河と超巨大ブラックホールの共進化
a26	一色翔平	ダスト・ガス間の速度差を考慮した巨大ブラックホールへの質量降着
a27	曾我健太	ライマン α 輝線天体における活動銀河核の寄与
a28	河野海	VLA-COSMOS 領域における銀河の光度・密度進化
a29	鹿熊亮太	すばる HSC を用いた初期銀河から宇宙大規模構造へと続く Ly α 巨大構造の初検出
a30	下館果林	すばる HSC 観測と多波長データで探る高赤方偏移 AGN の宇宙再電離への寄与
b1	吉田俊太郎	銀河スケーリング則の拡張と統一
b2	藤本航輔	ダークマターハローと恒星の相互作用に関する数値的研究
b3	長崎早也香	銀河内のダストの質量進化と星形成タイムスケールの関係
b4	福岡遙佳	PACS を用いた超高光度赤外線銀河 Mrk231 の分光学的調査
b5	野村義貴	X 線天文衛星「ひとみ」によるペルセウス銀河団を用いた 3.5keV 輝線の検証
b6	辻歩美	すざく衛星による楕円銀河 NGC 4325 の高温ガスの解析
b7	楊冲	XMM 衛星データを用いた MCXC J0157.4-0550 の 2 次元温度密度構造の解析
b8	IwashitaKohei	Subaru / Hyper Suprime-Cam 狭帯域フィルターを用いた活動銀河核探査

index

c1	Liang Yongming	Search for the most massive overdensities at $z=2.2$ with Subaru HSC
c2	佐々木竜志	ダークマターハローのカस्प-コア遷移におけるガスの力学的作用
c3	前田郁弥	棒渦巻銀河 NGC1300 における星形成活動と分子雲の性質
c4	谷本敦	クランピートールスからの X 線スペクトルの Circinus galaxy への適用
c5	藏原昂平	近傍銀河の大局的磁力線
c6	鈴木真輝	ファラデートモグラフィを用いた銀河磁場解析
c7	三好貴大	矮小楕円体銀河の星形成史
c8	平野洸	COSMOS 領域の中間赤方偏移に置ける強輝線天体サーベイ
c9	木村大希	すばる-HST-アルマで暴く銀河形成最盛期における爆発的星形成銀河
c10	名越俊平	Changing Look Quasar 探査
c11	山本直明	すばる HSC で探る、銀河団の進化段階と内部の銀河の星形成活動
c12	福島徹也	Blue horizontal-branch stars を用いた銀河系恒星ハロー構造の解明
c13	山田優太郎	Gaia DR2 でみる作用空間の銀河円盤
c14	官野優翔	水素分子冷却による宇宙初期天体の形成過程
c15	垂水勇太	JWST 打ち上げに向けた高赤方偏移銀河形成シミュレーションの解析
c16	安藤誠	COSMOS 領域における原始銀河団コアの探索
c17	山崎雄太	元素組成比からみる r-process 起源天体と銀河化学進化
c18	杉山剣人	すざく衛星による銀河団外縁部の高温ガスのエントロピーの評価
c19	高橋美月	近傍 Seyfert 銀河における AGN トリガーの形態的証拠の探究
c20	須永夏帆	ALMA による $z = 6.110$ のライマンブレイク銀河における遠赤外線 [OIII] $88\ \mu\text{m}$ 輝線の検出
c21	津久井崇史	質量モデリングによるダークマターの探査

a1

太陽運動測定における天の川銀河動力学構造の影響の評価および Gaia を用いた太陽運動測定

柏田 祐樹 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

天の川銀河内での太陽の運動の測定は、銀河天文学における長年の問題である。先行研究のほとんどは、太陽運動を測定するための軸対称動力学モデルに基づいていたが、実際にはバーや渦状腕といった非軸対称銀河構造が近傍の星の運動に影響することが知られている。この効果により、速度分散による asymmetric drift や軌道共鳴といった現象が起き、観測から求める太陽運動の値を間違える可能性がある。しかし、この効果のモデルへの影響の定量的な評価は未だかつて行われていない。この効果を調べるため、本研究ではまず速度分散を考慮した模擬カタログを生成しを用いた太陽運動測定にバーと渦状腕が及ぼす影響を調べた。マルコフ連鎖モンテカルロ (MCMC) 法を用いて、Oort-Lindblad モデルと Ogrodonikov-Mile モデルを模擬カタログに適用してサンプル星の空間分布と速度構造 (速度楕円体や基礎構造など) の影響を評価した。サンプル星の速度分散の差は、Oort-Lindblad モデルにおける太陽運動の銀河回転方向の速度に対し 30% 程度の誤差を生むことが判明した。また、サンプル星の選択の影響についても説明する。さらに、Hipparcos に次ぐ 15 年ぶりの位置天文観測衛星 Gaia の登場により、先行研究よりも詳細な太陽近傍星の解析が可能となった。本研究では上記のモデル評価の結果を踏まえて MCMC 法を用いて Gaia データに Oort-Lindblad モデルと Ogrodonikov-Mile モデルを適用することでより現実的な太陽運動測定を行い、動径速度 $\simeq 9.5\text{km/s}$ 、方位角速度 $\simeq 17.5\text{km/s}$ 、鉛直速度 $\simeq 5.3\text{km/s}$ という結果を得た。本講演ではこれらの具体的な内容を発表する。

1 Introduction

100 年近くの間、天の川銀河の構造を推定することによる太陽近傍の星の運動学研究が行われてきた。Kapteyn & van Rhijn (1920) は天の川銀河の大きさと厚さを決定するために星の数を数えた。さらに、銀河円盤に鉛直な方向に対し静水圧平衡を仮定し、近傍星の視線速度と固有運動から天の川銀河の質量の推定を可能にした (Kapteyn 1922)。しかし、Oort (1927) は Kapteyn の銀河質量は銀河に束縛されている球状星団と RR Lyrae を保持するのに十分な大きさでないことを指摘した。Lindblad (1927) は高速度星と球状星団の subsystem は、近傍の低速度星の subsystem と同様に同じ対称軸と共通重心を持っているという提案をした。

太陽近傍星の運動は流 (平均) 速度に特異速度を足したものと解釈される。円盤銀河では、特異速度以上に流速が支配的である。そのような恒星系

は力学的に cold であると言われる。例えば太陽近傍では円盤の速度分散すなわち特異速度の大きさは古い円盤星で 45km/s 、若い星で 18km/s である一方、流速は 200km/s のオーダーである。完全に cold な系では特異速度は消え、流れは重力ポテンシャルに支えられた閉じた軌道に沿ったものになる。従って、恒星の流速の研究から天の川銀河のポテンシャルと質量分布が明らかになる。

太陽近傍の流速に対する太陽の特異速度を太陽運動と言う。この太陽運動と、太陽近傍の流速を記述したモデル (Oort-Lindblad モデル) が Oort (1927)、Lindblad (1927) によって考案された。Oort-Lindblad モデルでは、2 次元の速度場を仮定し、本講演では、このモデルを用いた太陽近傍の速度場と太陽運動の解析手法とその結果の報告を行う。

2 Model

Oort-Lindblad モデルは太陽近傍の速度場を記述するモデルである。このモデルは 2 次元の速度場を仮定して 4 つの速度場パラメータ A, B, C, K と 3 つの太陽運動パラメータ u_0, v_0, w_0 の合計 7 つをパラメータとして持っている。速度場パラメータはオールト定数と呼ばれ、これらはそれぞれ近傍速度場の発散 (K)、回転 (B)、方位角方向 (A) と動径方向 (C) の剪断成分を表す。 u_0, v_0, w_0 はそれぞれ太陽運動の動径方向、方位角方向、(銀河円盤に対する) 鉛直方向を表す。円筒座標系で表した位置、速度をそれぞれ (R, θ, z) 、 (v_R, v_θ, v_z) とすると、オールト定数は以下のように書ける。

$$2A = \frac{v_\theta}{R} - \frac{\partial v_\theta}{\partial R} - \frac{1}{R} \frac{\partial v_R}{\partial \theta} \quad (1a)$$

$$2B = -\frac{v_\theta}{R} - \frac{\partial v_\theta}{\partial R} + \frac{1}{R} \frac{\partial v_R}{\partial \theta} \quad (1b)$$

$$2C = -\frac{v_R}{R} + \frac{\partial v_R}{\partial R} - \frac{1}{R} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} \quad (1c)$$

$$2K = \frac{v_R}{R} + \frac{\partial v_R}{\partial R} + \frac{1}{R} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} \quad (1d)$$

観測データに Oort-Lindblad モデルを適用する際には、以下のような式を用いる。

$$\mu_l^*(l, b, \varpi) = (A \cos 2l - C \sin 2l + B) \cos b + \varpi(u_0 \sin l - v_0 \cos l) \quad (2a)$$

$$\mu_b(l, b, \varpi) = -(A \sin 2l + C \cos 2l + K) \sin b \cos b + \varpi[(u_0 \cos l + v_0 \sin l) \sin b - w_0 \cos b] \quad (2b)$$

$$v_r(l, b, \varpi) = (K + C \cos 2l + A \sin 2l) \cos^2 b / \varpi - [(u_0 \cos l + v_0 \sin l) \cos b + w_0 \sin b] \quad (2c)$$

ここで、 μ_l^*, μ_b, v_r はそれぞれ銀経方向の固有運動、銀緯方向の固有運動、視線速度を表し、 l, b, ϖ はそれぞれ星の銀経、銀緯、年周視差を表す。

3 Data

3.1 模擬カタログ

今回生成した模擬カタログでは、位置は太陽近傍で一様球状に星が分布してい

表 1: 星の有効温度と年齢の対応関係

有効温度 T_{eff} (K)	年齢 Age
$4000 < T_{\text{eff}} < 5000$	$8\text{Gyr} < \text{Age} < 10\text{Gyr}$
$5000 < T_{\text{eff}} < 5770$	$6\text{Gyr} < \text{Age} < 8\text{Gyr}$
$5770 < T_{\text{eff}} < 6170$	$4\text{Gyr} < \text{Age} < 6\text{Gyr}$
$6170 < T_{\text{eff}} < 6500$	$2\text{Gyr} < \text{Age} < 4\text{Gyr}$
$6500 < T_{\text{eff}} < 8000$	$800\text{Myr} < \text{Age} < 2\text{Gyr}$
$8000 < T_{\text{eff}}$	$\text{Age} < 800\text{Myr}$

る状態を仮定した。速度は Oort-Lindblad モデルにおいて $(A, B, C, K, u_0, v_0, w_0) = (15.300, -11.900, -3.200, -5.300, 11.100, 12.240, 7.250)$ に従う速度場を仮定した。ここで、オールト定数の単位は km/s/kpc、太陽運動の単位は km/s である。速度分散の与え方は次のような式となる。

$$\frac{[v_\theta - v_c(R_0)]^2}{v_R^2} \simeq 0.46 \quad (3a)$$

$$v_a = \overline{v_R^2}/80 \quad (3b)$$

ここで、 v_R, v_θ, v_c はそれぞれ動径方向、方位角方向、円軌道の速度。 v_a は Asymmetric Drift の効果を表している。また、 R_0 は太陽の銀河中心からの距離を表している。

3.2 Gaia DR2

Gaia DR2 のデータにおいて視線速度を含んだ位置、速度の 6 次元情報を持ったデータは 7,224,631 天体に及ぶ。今回の研究では、このデータの中から年周視差の誤差が 20% 以下となるデータを用いた¹。その他、視線速度、接線速度の誤差がそれぞれ 10km/s、30km/s 以下のものに制限している。また、星の有効温度と年齢の関係は表 1 のようになっている。

速度場を見ると、図 1 のようにコブが見えることが確認できる。これは、渦状腕による軌道共鳴の影響と考えられる。

¹年周視差の誤差の扱い方については Bailer-Jones (2015)、Bailer-Jones (2018) を参照

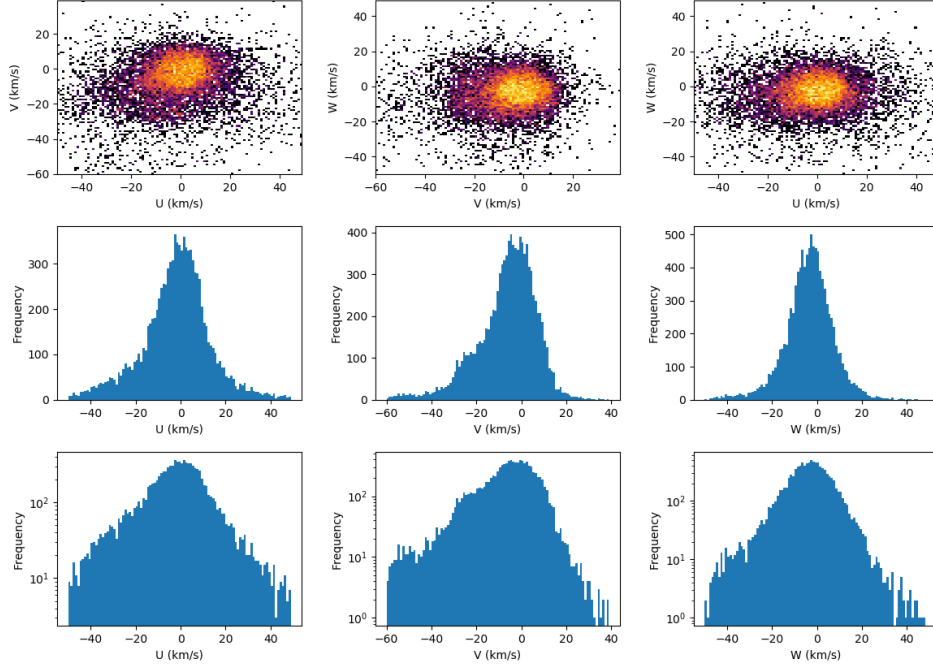


図 1: 太陽近傍 (<200pc) の Gaia DR2 の速度場。星の年齢が 6Gyr から 8Gyr のものを使用している。中央の図では、左に tail を引いている中に盛り上がった部分が確認できる。

4 Results/Conclusions

模擬カタログの解析結果と Gaia DR2 データの解析結果を示す。

まず、模擬カタログにおいて速度分散を少しずつ変化させて解析を行った (図 2)。この結果を見ると、速度分散が大きいほど、特に V の値を大きく (プラス方向に) 間違えることがわかる。この結果から、Oort-Lindblad モデルは速度分散が小さい星のデータに適用するべきであると言える。すなわち、Oort-Lindblad モデルを適用する対象は若い星に制限することが望ましい。

さらに、Gaia DR2 データの解析結果を示す (図 3)。この結果を見ると、星の年齢が大きいほど V の値がプラス方向に大きくなっていることがわかる。星の年齢が大きいほど速度分散が大きくなる傾向があることから、この結果は模擬カタログで得られた結果と consistent になっていると言える。

5 Discussion

今回は Oort-Lindblad モデルを使用した、実際の速度場は 3 次元であることから、3 次元の太陽近傍速度場を記述した Ogorodnikov-Milne モデル (Ogorodnikov (1932), Milne (1935)) を観測データに適用することが望ましい。しかし、このモデルは 12 個のパラメータを含んでおり、1 回の解析には数日の時間がかかることも珍しくなく、解析が終了していない。解析が終了し次第、結果を報告していく予定である。

また、模擬カタログの空間分布についても、今回は一様球を仮定したが、今後より現実的なものに改良していく予定である。

Reference

- Bailer-Jones C. A. L., 2015, *PASP*, 127, 994
- Bailer-Jones, C. A. L., et al., 2018, *arXiv*, 1804.10121

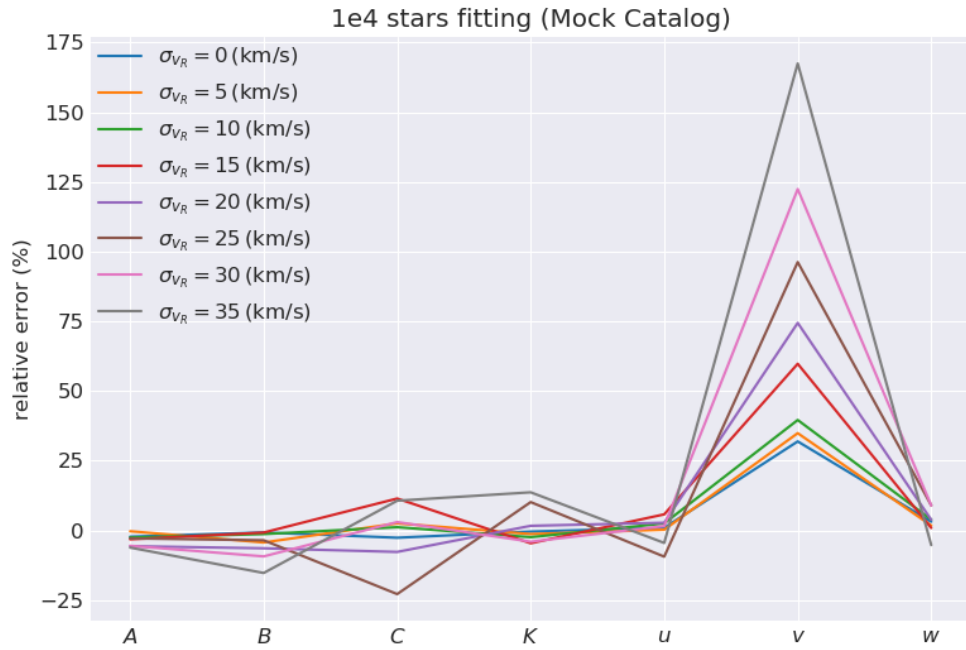


図 2: 速度分散を変化させながら模擬カタログを複数生成し、それぞれに Oort-Lindblad モデルを適用したときの結果。

Gaia Collaboration, Katz et al., 2018, arXiv, 1804.09380G

Lindblad, B., 1927, MNRAS, 87, 553

Milne, E. A., 1935, MNRAS, 95, 560

Kapteyn, J. C., & van Rhijn, P. J., 1920, ApJ, 52, 23

Kapteyn, J. C., 1920, ApJ, 52, 23

Oort, 1927, Bull. Astron. Inst. Netherlands, 3, 275

Ogrodnikov, 1932, Z. Astrophys. 4, 190

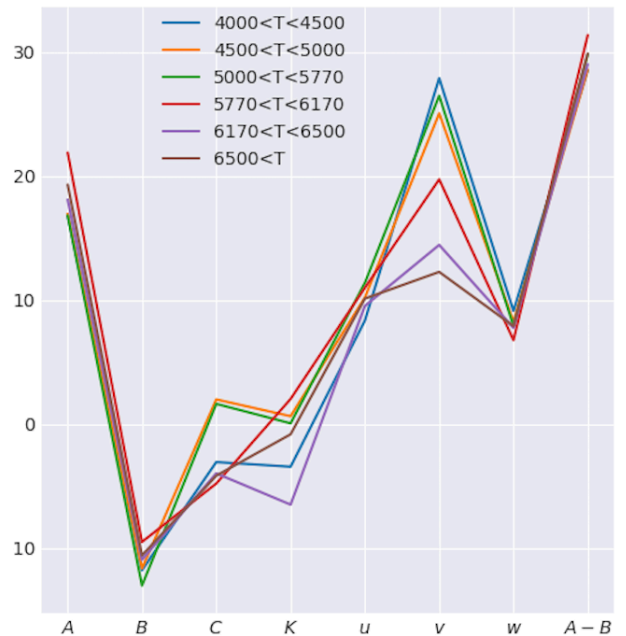


図 3: Gaia DR2 のデータを MCMC で解析した結果。モデルには Oort-Lindblad モデルを用いている。

a2

エッジオン銀河 NGC891 の運動学的、物理的性質についての検証

喜多 将一郎 (筑波大学 宇宙観測研究室)

Abstract

NGC891 は inclination angle が 89° のほぼ完全なエッジオンで、距離が 9.6Mpc の近傍の銀河である。回転速度や optical luminosity の大きさ、non-interacting SA(s)b galaxy であるなど銀河系に近い銀河である。また、過去に鉛直方向の吹き出しが野辺山ミリ波干渉計の観測によって確認されている。

本研究では野辺山 45m 鏡と FOREST 受信機を用いて、NGC891 を $^{12}\text{CO}(J=1-0)$ 、 $^{13}\text{CO}(J=1-0)$ 、 $\text{C}^{18}\text{O}(J=1-0)$ の 3 輝線同時観測を行った。観測結果からは鉛直方向の分布を確認することはできなかった。銀河円盤上の構造について知るため、ガス面密度の動径分布と Bar についての解析を行った。ガス面密度及び $^{12}\text{CO}(J=1-0)/^{13}\text{CO}(J=1-0)$ 比の動径分布の導出し、過去の解析結果と同じような傾向の結果が得られた。Bar について、銀河系のシミュレーション結果を bared galaxy のモデル銀河として、様々な角度からの位置-速度図 (P-V 図) を NGC891 の観測で得られた P-V 図と比較し、その結果 Bar は我々に対して横を向いた状態にあることが示唆された。また、P-V 図上で速度成分ごとにわけて $^{12}\text{CO}(J=1-0)/^{13}\text{CO}(J=1-0)$ 比を導出し、中心部で速度の速い成分は光学的に薄く、一方中心部でも速度の遅い成分は光学的に厚いこと、P-V 図のディスクの速度成分では Northeast と Southwest では左右で非対称であることが分かった。

1 背景

エッジオン銀河とは我々に対して銀河のディスクがほぼ真横を向いている銀河のことである。天球面に対する傾きが大きいので、銀河の内部構造を直接見ることはできない。しかし、銀河の回転速度の成分を一次元的に切り出して、P-V 図としてみることでできた、ディスクに対して鉛直方向の成分を直接観測できるなどの利点がある。

星風や超新星爆発による銀河風によってガスや金属、星間物質が銀河表面から吹き上げられる。銀河風が銀河ハローやさらに外側の銀河間空間にまで到達するほどの規模なら、銀河間空間に重金属やガス、ダストを輸送し、そうでなければ噴出したガスは銀河に銀河噴水として帰ってくる。つまり、銀河の鉛直方向の吹き出しを観測することは、銀河間空間の物理状態 (重金属量とその組成比) や、銀河表面と銀河間空間との相互作用を理解するのにとても重要である。

NGC891 は inclination angle が 89° (e.g. Xilouris et al.1998) と高く、また SA(s)b galaxy と考えられているなど、銀河系と似ている箇所があり、また、過去に鉛直方向の吹き出しが野辺山ミリ波干渉計の観

測によって確認されていることから (Handa et al. 1994) 本研究の対象天体とした。

天体内の分子ガスはほとんどが水素分子ガスである。しかし、水素分子が双極子放射をしないので、低温の水素分子から直接スペクトルを観測することは困難である。そこで水素分子の次に存在量の多い一酸化炭素分子を観測することが多い。観測された $^{12}\text{CO}(J=1-0)$ に、経験的に得られた水素分子との変換係数 X_{CO} を用いることで、水素分子の面密度を求めることができる。また、 $^{12}\text{CO}(J=1-0)$ は光学的に厚く、一方その同位体分子の $^{13}\text{CO}(J=1-0)$ は $^{12}\text{CO}(J=1-0)$ と比較して光学的に薄いことが知られている。よって、 $^{12}\text{CO}(J=1-0)$ と $^{13}\text{CO}(J=1-0)$ を同時に観測し、その比をとることで、銀河内部の領域ごとでの光学的厚みを見ることができる。本研究では、野辺山宇宙電波観測所の 45m 鏡に搭載されたマルチビーム受信機 FOREST(Four beam REceiver System on 45m Telescope) を用いた、近傍銀河の CO 多輝線同時観測サーベイプロジェクトである、COMING(CO Multi-line Imaging of Nearby Galaxies) のデータを解析した。

また、リダクション前の COMING のデータには

縞状のノイズが含まれていたため、データが正しいことを検証し、さらに鉛直方向の成分を見るため、COMING とは別に追加で共同利用観測を行った。しかし残念ながら、予定していたすべてのデータが取れなかったことと、空間分解能の限界から鉛直方向の成分は見るができなかった。

2 観測データ

COMING の観測対象天体の一つとして、野辺山宇宙電波観測所の 45m 鏡と FOREST 受信機を用いた ^{12}CO 、 ^{13}CO 、 C^{18}O の 3 輝線同時観測を行ったデータを用いた。NGC891 は 2016 年 12 月 2 日と 2016 年 12 月 5 日に観測を行った。また、COMING とは別の共同利用観測は 2018 年の 3 月と 4 月に行った。

データのリダクションには COMING 内で開発したオートリダクションシステムを使用した。

3 結果

鉛直方向成分については COMING のデータからも追加での観測からもはっきりとわかるほどのものは見えなかった。野辺山ミリ波干渉計の観測によって確認されているもの (Handa et al. 1994) も確認することができなかったため、さらなる空間分解能が必要だと考えられる。

観測された分子ガスの量から、銀河半径ごとの volume emissivity を導出する。volume emissivity ϵ は単位体積あたりに放射する光度で定義される。銀河ディスクを Δr の幅のリングで半径ごとに分けるとする。半径 r_1 から $r_1 + \Delta r$ までのリング (図 1) の CO の volume emissivity は以下の式で求められる。

$$\begin{aligned} \epsilon(r_1 + \Delta r) &\equiv \frac{D^2 \iint_{r=r_1}^{r_1+\Delta r} T_{\text{CO}} dv d\Omega}{D^2 \iint_{r=r_1}^{r_1+\Delta r} (2dl/dv) dv d\Omega} \\ &= \frac{\sum_{\text{profile}}^{r=r_1 \rightarrow r_1+\Delta r} T_{\text{CO}}}{\sum_{\text{profile}}^{r=r_1 \rightarrow r_1+\Delta r} (2\Delta l/\Delta v)} \quad (1) \end{aligned}$$

ここで D は銀河までの距離、 Ω は立体角、 l はリングを通る視線方向の長さである。P-V 図上で回転速度がフラットになる半径では、その内側の半径で

の速度が分かる。なので CO の速度プロファイル上でその速度に当たる部分を抜き出していけば、そのリングの emissivity (単位は K km/s) を求めることができる。それをそれぞれの位置での視線方向の長さで割ることで、volume emissivity ϵ が求められる。

$^{12}\text{CO}(J=1-0)$ と $^{13}\text{CO}(J=1-0)$ について導出した volume emissivity が図 2 である。また volume emissivity から $^{13}\text{CO}/^{12}\text{CO}$ 比を導出したものが図 3 である。

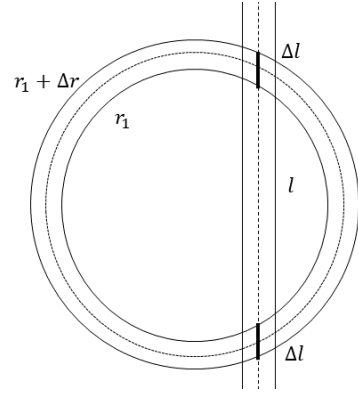


図 1: CO emissivity を考えるための図。視線は r_1 から $r_1 + \Delta r$ のリングを通過する。

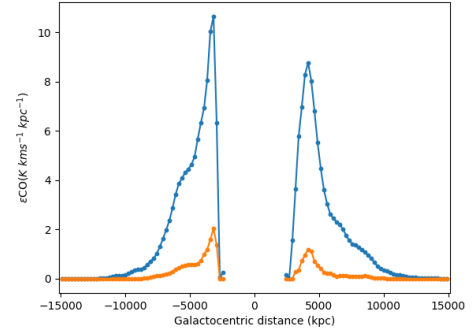


図 2: $^{12}\text{CO}(J=1-0)$ と $^{13}\text{CO}(J=1-0)$ の volume emissivity

NGC891 を円盤に沿って CO の P-V 図を見てみると、いくつかの速度の成分に分かれていることが見て取れる。これらの速度の異なる成分を P-V 図上で領域分けを行った (図 4)。最も速度の速い部分を nuclear and bar とし、その次を fast arm、更に遅い部分を slow arm と呼ぶことにし、Northeast と

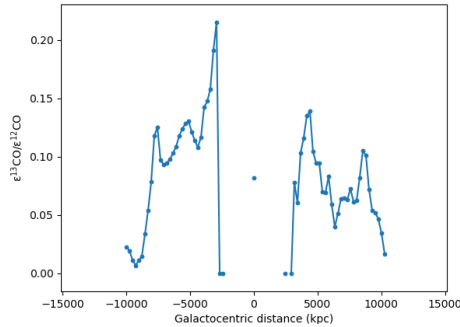


図 3: $^{12}\text{CO}(J=1-0)$ と $^{13}\text{CO}(J=1-0)$ の volume emissivity から求めた、銀河中心からの距離の関数とした $^{13}\text{CO}/^{12}\text{CO}$ 比。

Southwest でそれぞれ分ける。また、中心部を広く見た large center と狭い部分のみの small center の 2 つで値を求めた。それぞれの領域で $^{12}\text{CO}(J=1-0)$ と $^{13}\text{CO}(J=1-0)$ の強度 (K km/s) を求め、 $^{12}\text{CO}(J=1-0)/^{13}\text{CO}(J=1-0)$ 比をとり表 1 にまとめた。

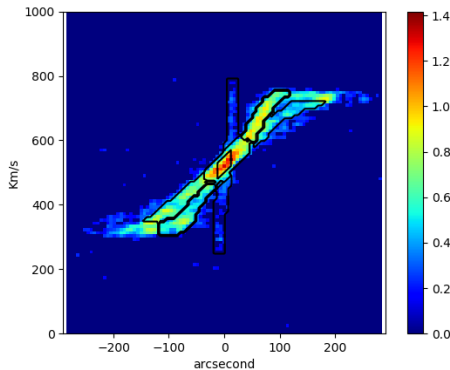


図 4: 図の左が Northeast、右が Southwest。速度の立ち上がりが早いほうから nuclear and bar、fast arm、slow arm。中心部では large center と small center 2 つの広さで分けた。

NGC891 の P-V 図を Baba (2015) の銀河系のシミュレーション結果の P-V 図と比較し、Bar が我々に対してどう向いているのか、P-V 図中の異なる速度成分が銀河中のどの部分に相当するのかを検証した。ある角度から見た、NGC891 の P-V 図と最も似た銀河系の P-V 図とそのときフェイスオンで見た図がそれぞれ図 5 と図 6 である。紫がアームで、青が nuclear ring、赤がバルジと bar で色分けした。

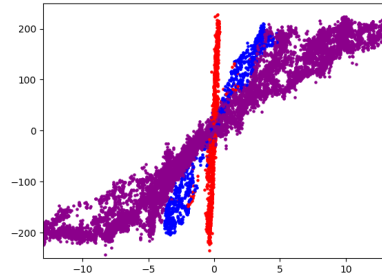


図 5: 銀河系のシミュレーションをある角度から見た P-V 図。紫がアーム、青が nuclear ring、赤がバルジと bar。

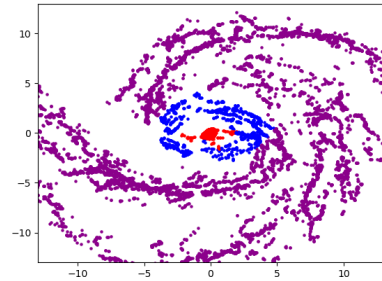


図 6: 図 5 をフェイスオンで見た図

4 議論

鉛直方向成分については、2018 年の観測は天候の条件が悪く目的としていた観測をすべて行うことが出来なかった。また、空間分解能も、鉛直方向の吹き出しや、スケールハイトを見るには不十分だった。よって干渉計を用いた、さらに高分解能な観測が必要である。

$^{12}\text{CO}(J=1-0)$ と $^{13}\text{CO}(J=1-0)$ の volume emissivity は、中心近くから遠ざかるにつれて減少する傾向が得られ、 $^{13}\text{CO}/^{12}\text{CO}$ 比もフラットな回転部分では減少していく、つまり光学的に薄くなっていく傾向が得られた。しかし、中心部約 250kpc での比は予想されるよりも小さな値となった。これは Sakamoto et.al. 1997 とほぼ同じ結果である。この原因として考えられていることは、NGC891 は $^{12}\text{CO}(J=2-1)$ が中心部で強いことから、中心部は暖かく密度はそれほど高くはないためだと考えられる。そのようなガス領域では ^{12}CO の $J=1-0$ 、 $J=2-1$ は十分励起するが、 ^{13}CO の $J=1-0$ 遷移は完全には励起されない

表 1: 図 4 の領域分けした速度で、積分強度の平均を求め、その後 $^{12}\text{CO}/^{13}\text{CO}$ 比を求めた表。

	nuclear and bar	fast arm	slow arm	large center	small center
Southwest(K km/s) ^{12}CO	24.9 ± 2.3	38.4 ± 1.3	19.6 ± 1.1		
Southwest(K km/s) ^{13}CO	<1.3(上限値 *)	4.1 ± 0.6	<1.2(上限値 *)		
Southwest $^{12}\text{CO}/^{13}\text{CO}$	19**	$9.3^{+1.9}_{-1.4}$	15**		
Northeast(K km/s) ^{12}CO	21.7 ± 2.3	28.2 ± 1.2	31.0 ± 1.1		
Northeast(K km/s) ^{13}CO	<1.4(上限値 *)	2.5 ± 0.6	2.3 ± 0.6		
Northeast $^{12}\text{CO}/^{13}\text{CO}$	17**	$11.2^{+4.1}_{-2.5}$	$13.7^{+5.4}_{-3.2}$		
全域 (K km/s) ^{12}CO	23.2 ± 2.3	32.8 ± 1.2	24.9 ± 1.1	56.6 ± 1.8	59.6 ± 1.5
全域 (K km/s) ^{13}CO	<1.3(上限値 *)	3.2 ± 0.6	1.3 ± 0.6	6.1 ± 0.7	7.7 ± 0.7
全域 $^{12}\text{CO}/^{13}\text{CO}$	17**	$10.1^{+2.7}_{-1.9}$	19^{+15}_{-6}	$9.3^{+1.5}_{-1.2}$	$7.7^{+1}_{-0.8}$

* 上限値はその領域のプロファイルを rms の 5σ としたときの積分強度とした。

** ^{13}CO の上限値を使い比を求めた。

ような状態にあることが考えられている。またそのほかにも、 ^{13}CO の選択的光解離現象や ^{12}CO 選択的核合成等も原因として考えられる。

P-V 図上の速度ごとに領域分けを行った結果、nuclear and bar とした中心部で、速度の速い成分は光学的に薄く、一方中心部でも速度の遅い成分は光学的に厚いことが分かった。また、ディスク成分では Northeast と Southwest では左右で非対称であることが分かる。特に slow arm とした成分で顕著であり、これはアームの向きや位置によるものではないかと銀河系のシミュレーション結果の P-V 図から考えられる。

NGC891 の P-V 図と銀河系のシミュレーション結果の P-V 図を比較した結果、bar は我々に対して横向きになっていることが示唆された。また、fast arm とした速度成分はアームと nuclear ring が合わさった成分であるのではないかと考えられる。

5 まとめ

本研究では COMING で観測された NGC891 の $^{12}\text{CO}(J=1-0)$ と $^{13}\text{CO}(J=1-0)$ 輝線を解析を行った。得られた結果は以下である。

(1) $^{12}\text{CO}(J=1-0)$ と $^{13}\text{CO}(J=1-0)$ の volume emissivity の比は、Sakamoto et.al. 1997 と同じ傾向

を持った結果であり、半径が大きくなるにつれて減少し光学的に薄くなるが、中心部では予想される比よりも小さくなることが確認された。

(2) nuclear and bar とした中心部で、速度の速い成分は光学的に薄く、一方中心部でも速度の遅い成分は光学的に厚い。

(3) P-V 図のディスクの速度成分では Northeast と Southwest では左右で非対称である。

(4) 銀河系のシミュレーション結果を barred galaxy のモデル銀河として NGC891 と比較した結果、bar は我々に対して横向きであることが示唆された。

Reference

- S. Sakamoto, T. Handa, Y. Sofue, M. Honma, K. Sorai, 1997 ApJ 475 134
- S. Sakamoto, T. Hasegawa, T. Handa, M. Hayashi, T. Oka, et.al. 1997 ApJ 486 276
- T. Handa, Y. Sofue, S. Ikeuchi, S. Ishizuki, R. Kawabe, 1994 ASPC 59 361
- Junichi Baba, 2015 MNRAS 454, 2954-2964
- J. Baba, T. Saitoh, K. Wada 2010 PASJ 62 1413
- S. García-Burillo, & M. Guélin, 1995 A&A 299 657
- E.M. Xilouris, P.B. Alton, J.I. Davies, N.D. Kylafis, J. Papamastorakis, M. Trewella 1998, A&A, 331, 894

a3

$z \leq 1.0$ における銀河の軸比分布とその進化 (II)

佐藤 佑樹 (愛媛大学大学院 理工学研究科)

Abstract

これまで我々は比星形成率別にサンプル天体を $0.2 \leq z < 0.6$ と $0.6 \leq z \leq 1.0$ に分け、見かけの軸比分布進化を調べてきた。今回得られた結果を使用し Ryden (2004) の方法を用いて真の軸比を推定した。その結果 star-forming 銀河の真の軸比はほとんど進化を示さず $\langle B/A \rangle \sim 0.77$ から ~ 0.79 で $\langle C/A \rangle$ はどちらの赤方偏移範囲でも ~ 0.30 だったのに対し、passive 銀河の $\langle B/A \rangle$ は ~ 0.85 から ~ 0.82 へと有意な変化を示さなかったが $\langle C/A \rangle$ は ~ 0.41 から ~ 0.31 へと有意な進化を示した。軸比が進化している星質量範囲を調べてみると star-forming 銀河はどの星質量範囲でも変化を示さず passive 銀河の $M_{\text{star}} \geq 10^{11} M_{\odot}$ でも進化が見られなかったが、passive 銀河の $10^{10.5} M_{\odot} \leq M_{\text{star}} < 10^{11} M_{\odot}$ の範囲で $\langle C/A \rangle$ が ~ 0.39 から ~ 0.26 へ、 $10^{10} M_{\odot} \leq M_{\text{star}} < 10^{10.5} M_{\odot}$ の範囲で $\langle C/A \rangle$ が ~ 0.50 から ~ 0.35 へ大きく変化していることが分かった。この結果はこの星質量範囲で扁平な形状を持つ銀河の割合が増えることを示唆している。さらに宇宙膨張による表面輝度減少や形態 K 補正の効果についても検証したが上記の結果に影響を与えるようなバイアスは確認できなかった。

1 Introduction

銀河の見かけ軸比 ($a \geq b$) を統計的に調べることで、銀河の三次元での形を推定することが出来る。Ryden (2004) は得られた見かけの軸比分布を三軸不等の楕円体とみなし fitting することで真の軸比 ($A \geq B \geq C$) を推定した。Padilla & Strauss (2008) は $z \sim 0$ の銀河の軸比を調べ、円盤銀河の見かけの軸比分布は平坦な形をとり楕円体状の銀河の見かけの軸比分布は $b/a \sim 0.8$ をピークとする山型をとることを示した。しかしこれまでの研究では $z \leq 1.0$ における銀河の軸比分布の進化について詳しく調べられていなかった。また星形成活動や星質量別の軸比分布の進化についても同様であった。そこで我々は COSMOS 領域の、 $0.2 \leq z \leq 1.0$, $M_V \leq -20$, $M_{\text{star}} > 10^9 M_{\odot}$ の銀河 (29528 天体) をサンプルとし、その軸比を HST/ACS の I_{F814W} バンドを用いて測定した。また、 $\text{sSFR} > 10^{-10} [\text{yr}^{-1}]$ を star-forming 銀河、 $\text{sSFR} < 10^{-10} [\text{yr}^{-1}]$ を passive 銀河と定義しそれぞれについて $0.2 \leq z < 0.6$ と $0.6 \leq z \leq 1.0$ で軸比分布を調べた。その結果、比星形成率別に進化を見てみると、star-forming 銀河の軸比分布はフラットでほとんど変化を示さないのに対して、passive 銀河では $b/a \leq 0.8$ をピークとする山型からフラットな分布

へ進化するような変化がみられた。またその変化は $10^{10} M_{\odot} \leq M_{\text{star}} < 10^{11} M_{\odot}$ でより顕著であった。以上の結果は、第 47 回天文・天体物理若手夏の学校で発表した。今回は以上の結果から Ryden (2004) の方法を用いて真の軸比 ($A \geq B \geq C$) を推定し、その進化を調べた。

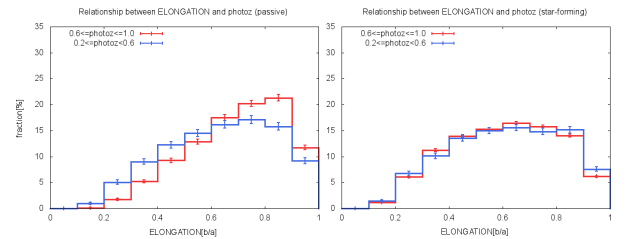


図 1: これまでの研究で得た passive 銀河と star-forming 銀河の軸比分布。左図が passive 銀河、右図が star-forming 銀河。縦軸が fraction[%], 横軸が ELONGATION (b/a)。赤線が $0.6 \leq z \leq 1.0$, 青線が $0.2 \leq z < 0.6$ 。

2 Data

本研究には COSMOS サーベイ (e.g., Scoville et al. 2007a) で得られたデータを利用した。COSMOS プロジェクトは HST の基幹プログラムである。多波長で観測されており、COSMOS photometric catalog ver.2012 に記載された SED fitting によって、赤方偏移 z_{phot} , 絶対等級 M_V , 星質量 M_{star} , 星形成率 SFR が推定されている (Ilbert et al. 2013)。このカタログ中の HST/ACS データの領域 (1.64 平方度) に含まれる天体で、進化が詳しく調べられていない赤方偏移範囲である $0.2 \leq z \leq 1.0$ にあり、形態解析に必要な明るさを確保するために $M_V < -20$ で、かつ high- z 側での信頼性・完全性を確保するため $M_{\text{star}} \geq 10^9 M_\odot$ の天体をサンプル天体とした。

さらに $\text{sSFR} > 10^{-10} [\text{yr}^{-1}]$ を star-forming 銀河、 $\text{sSFR} < 10^{-10} [\text{yr}^{-1}]$ を passive 銀河と定義しそれぞれについて質量ごとに分けた。これらを $0.2 \leq z < 0.6$ と $0.6 \leq z \leq 1.0$ に分け軸比分布の進化をみた。

使用した ACS データは ver2.0 で、Pixel Scale は $0''.03$, Resolution(FWHM) は $0''.09$ である (Scoville et al. 2007b)。

	logM=	9-10	10-10.5	10.5-11	11-
PS	z=.2-.6	98	950	1439	547
	z=.6-1.0	275	1503	2519	1178
SF	z=.2-.6	2191	1281	316	8
	z=.6-1.0	11668	4066	1431	58

表 1: 星形成分類、赤方偏移、星質量で分けたサンプル天体数。上表が passive 銀河、下表が star-forming 銀河。

3 Analysis

すばる望遠鏡 (i' バンド) と HST (I_{F814W} バンド) で同一領域を撮像したデータを用いて軸比の解析を行った。解析ソフトには SExtractor を用いて、表面輝度の二次モーメントで軸比を測定した。Ryden(2004)の方法に従って、銀河の形を三軸不等の楕円体とみな見かけの軸比分布に fitting することで intrinsic な三軸 ($A \geq B \geq C$) の比を求めた。face-on の楕円率

($\epsilon = 1 - B/A$) は中央値が $\ln \mu_\epsilon$ で分散が $\sigma_{\ln \epsilon}^2$ の対数正規分布を仮定し、edge-on での厚さ (C/A) は中央値が μ_γ で分散が σ_γ^2 の正規分布を仮定した。モンテカルロ法を用いてそれぞれの parameter set でランダムな方向から 100000 回ずつ軸比測定した。得られた結果から χ^2 検定を用いて best fit を導いた。

4 Results

passive 銀河と star-forming 銀河の intrinsic な軸比分布を $0.2 \leq z < 0.6$ と $0.6 \leq z \leq 1.0$ でそれぞれ fitting を使って求め、結果を図 2 に示した。star-forming 銀河の intrinsic な軸比分布は時間とともに $\langle B/A \rangle \sim 0.77$ から ~ 0.79 へ、 $\langle C/A \rangle$ は ~ 0.31 で一定とそれぞれ有意な進化がみられなかった。一方 passive 銀河の intrinsic な軸比分布については、 $\langle B/A \rangle$ は ~ 0.85 から ~ 0.82 へと有意な進化がみられなかったものの、 $\langle C/A \rangle$ は ~ 0.41 から ~ 0.31 へと有意に変化した。

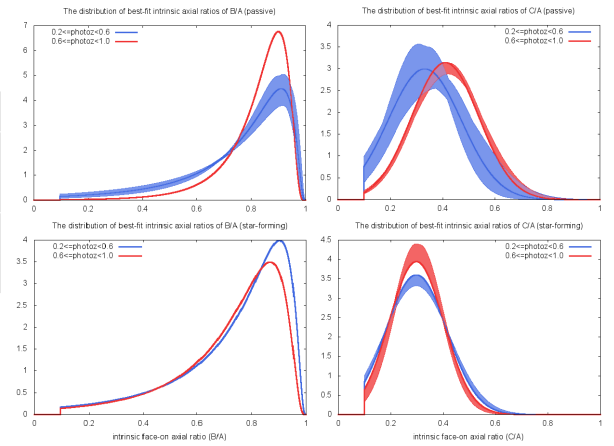


図 2: fitting で求めた passive 銀河と star-forming 銀河の intrinsic の軸比分布。上段が passive 銀河、下段が star-forming 銀河。左側のパネルは B/A の軸比分布、右側のパネルは C/A の軸比分布。赤線が $0.6 \leq z \leq 1.0$ の best fit, 青線が $0.2 \leq z < 0.6$ の best fit。影は 1σ 信頼区間をそれぞれ示す。

次に passive 銀河で質量別に軸比分布を調べた。得られた結果を図 3 に示す。 $10^{10} M_\odot \leq M_{\text{star}} < 10^{11} M_\odot$ の範囲の intrinsic な edge-on (C/A) の軸比分

布は、 $10^{10.5} M_{\odot} \leq M_{\text{star}} < 10^{11} M_{\odot}$ で $\langle C/A \rangle$ が ~ 0.39 から ~ 0.26 へ、 $10^{10} M_{\odot} \leq M_{\text{star}} < 10^{10.5} M_{\odot}$ の範囲で $\langle C/A \rangle \sim 0.50$ から ~ 0.35 へと時間とともに薄くなる進化をしていた。 $M_{\text{star}} \geq 10^{11} M_{\odot}$ の銀河では intrinsic な軸比の有意な進化は見られなかった。

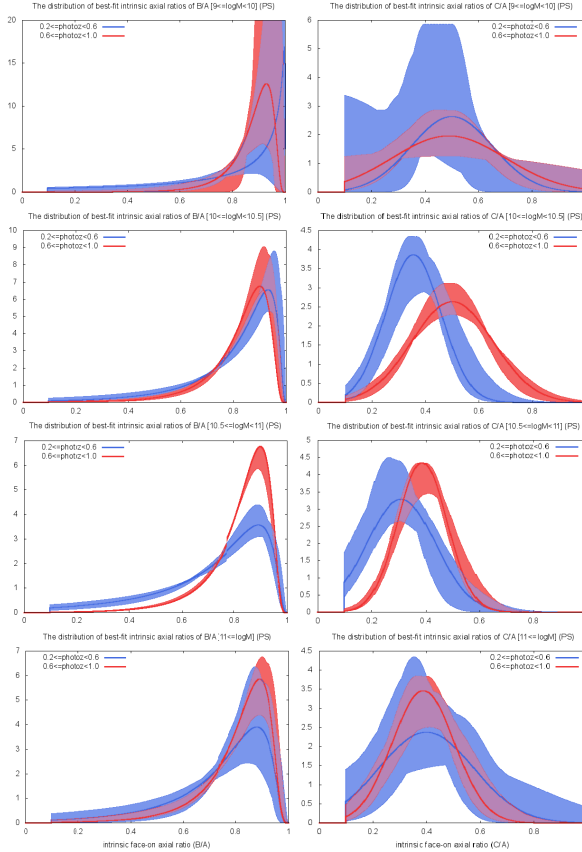


図 3: 質量別に分けた passive 銀河の intrinsic な軸比分布。最上段から $10^9 M_{\odot} \leq M_{\text{star}} < 10^{10} M_{\odot}$, $10^{10} M_{\odot} \leq M_{\text{star}} < 10^{10.5} M_{\odot}$, $10^{10.5} M_{\odot} \leq M_{\text{star}} < 10^{11} M_{\odot}$, $M_{\text{star}} \geq 10^{11} M_{\odot}$ 。左側のパネルは B/A の軸比分布, 右側のパネルは C/A の軸比分布。赤線が $0.6 \leq z \leq 1.0$ の best fit, 青線が $0.2 \leq z < 0.6$ の best fit。影は 1σ 信頼区間をそれぞれ示す。

star-forming 銀河でも同様に質量別に軸比分布を調べ、得られた結果を図 4 に示した。図 4 からどの質量範囲でも軸比分布の進化は見られないことが分かった。また、軸比分布自体も星質量で有意な違いは見られなかった。 $M_{\text{star}} \geq 10^{11} M_{\odot}$ はサンプル数

が少なく信頼性が低かったので結果から除いた。

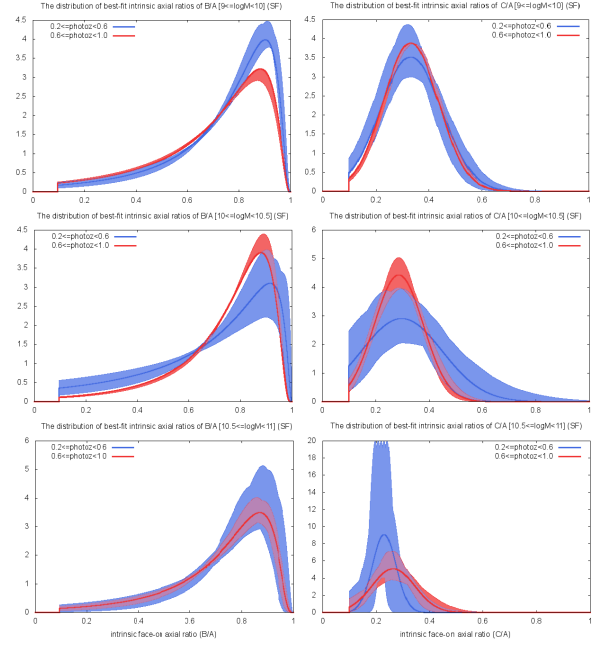


図 4: 質量別に分けた star-forming 銀河の intrinsic な軸比分布。最上段から $10^9 M_{\odot} \leq M_{\text{star}} < 10^{10} M_{\odot}$, $10^{10} M_{\odot} \leq M_{\text{star}} < 10^{10.5} M_{\odot}$, $10^{10.5} M_{\odot} \leq M_{\text{star}} < 10^{11} M_{\odot}$ 。左側のパネルは B/A の軸比分布, 右側のパネルは C/A の軸比分布。赤線が $0.6 \leq z \leq 1.0$ の best fit, 青線が $0.2 \leq z < 0.6$ の best fit。影は 1σ 信頼区間をそれぞれ示す。

宇宙膨張による表面輝度減少の影響を検証するため low- z 側で限界表面輝度を 2 倍厳しく天体の検出条件を変えたものと軸比を比較し、得られた結果を図 5 に示した。図 5 から passive 銀河, star-forming 銀河の双方で分布に有意な違いは見られなかった。

形態 K 補正の効果が結果に及ぼす影響について検証するため I_{F814W} と V_{F606W} のバンドデータを用いて軸比を調べ、得られた結果を図 6 に示した。図 6 から passive 銀河, star-forming 銀河の双方で V_{F606W} で解析した軸比と V_{F606W} で解析した軸比は有意に違わなかった。

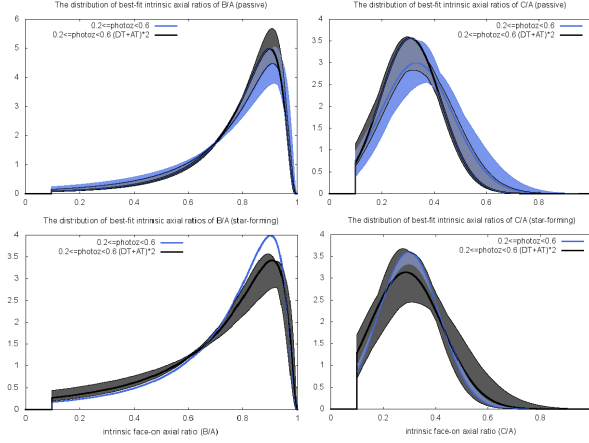


図 5: 宇宙膨張による表面輝度減少の影響を検証するため low- z 側で限界表面輝度を 2 倍厳しく天体の検出条件を変えたものと軸比を比較した。上段が passive 銀河, 下段が star-forming 銀河。左側のパネルは B/A の軸比分布, 右側のパネルは C/A の軸比分布。青線が $0.2 \leq z < 0.6$ の best fit。黒線が $0.2 \leq z < 0.6$ で限界表面輝度を 2 倍厳しくした時の best fit。影は 1σ 信頼区間をそれぞれ示す。図から上記の結果に影響を与えるようなバイアスは確認できなかった。

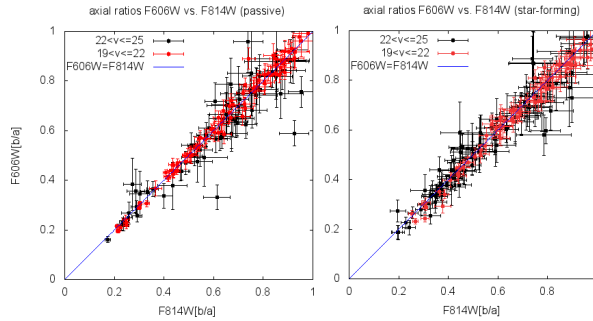


図 6: 形態 K 補正の効果が結果に及ぼす影響について検証するため I_{F814W} と V_{F606W} のバンドデータを用いて軸比を調べた。左図が passive 銀河, 右図が star-forming 銀河。縦軸が V_{F606W} での見かけの軸比 [b/a], 横軸が V_{F606W} での見かけの軸比 [b/a]。赤点が $19 < V[\text{mag}] \leq 22$ の天体。黒点が $22 < V[\text{mag}] \leq 25$ の天体。図から上記の結果に影響を与えるようなバイアスは確認できなかった。図から上記の結果に影響を与えるようなバイアスは確認できなかった。

5 Discussion

本研究では銀河の形態進化と星形成史や星質量集積史と銀河形状の関係を明らかにすることを目的に、星形成活動・星質量別に銀河の軸比分布を調べた。その結果、 $10^{10} M_{\odot} \leq M_{\text{star}} < 10^{11} M_{\odot}$ の質量帯で passive 銀河の intrinsic な face-on の軸比 (C/A) が他の質量帯より時間とともに薄くなるような有意な進化を示していたことや、star-forming 銀河は $z \leq 1.0$ で intrinsic な軸比分布が赤方偏移によって有意に進化しないことが分かった。 $10^{10} M_{\odot} \leq M_{\text{star}} < 10^{11} M_{\odot}$ の質量帯で passive 銀河の軸比分布が時間とともに薄く進化したことについて、おそらく $z \leq 1.0$ では star-forming 銀河でさえも円盤状のフラットな銀河が少ないことから (e.g., Takeuchi, Ohta, & Yabe, 2015) $0.6 \leq z \leq 1.0$ の passive 銀河では楕円体状の銀河が支配的になっている。一方そこから $0.2 \leq z < 0.6$ まで進化する間に、薄い円盤状の star-forming 銀河の星形成が止まり、passive 銀河に加わったことによって intrinsic な face-on での軸比分布が薄くなるような進化を示したのではないかと考えられる。このシナリオでは $M_{\text{star}} \geq 10^{11} M_{\odot}$ での軸比分布進化がみられないことも、 $M_{\text{star}} \geq 10^{11} M_{\odot}$ で star-forming 銀河がそもそもすくないことで説明できる。

Reference

- Chang, Y.-Y., et al. 2013a, ApJ, 762, 83
 Chang, Y.-Y., et al. 2013b, ApJ, 773, 149
 Holden et al. 2009, ApJ, 693, 617
 Holden et al. 2012, ApJ, 749, 96
 Ilbert et al. 2009, ApJ, 690, 1236
 Ilbert et al. 2013, A&A, 556, A55
 Kajisawa et al. 2011, PASJ, 63, S403
 Padilla, & Strauss, 2008, MNRAS, 388, 1321
 Ryden 2004, ApJ 601, 214
 Scoville et al. 2007a, ApJS, 172, 1
 Scoville et al. 2007b, ApJS, 172, 38
 Takeuchi, Ohta, & Yabe, 2015, ApJ, 801, 2
 Yuma, Ohta, & Yabe, 2012, ApJ, 761, 19

a4

棒渦巻銀河 NGC253 における炭素同位体比

小西 諒太郎 (大阪府立大学大学院 理学系研究科)

Abstract

銀河中の星形成過程を詳しく理解するために、 ^{12}CO や ^{13}CO 分子の多輝線、多遷移観測に基づいた分子ガスの温度や密度等の物理状態を導出することは有用な手法である。この物理状態を導出するために炭素同位体比 ($^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ 比) が必要になる。天の川銀河の $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ 比の空間変化の傾向はよく知られているのに対して、系外銀河の $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ 比の報告は中心領域にとどまっており、円盤領域の $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ 比の測定は行われていない。よって系外銀河において $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ 比がどのように空間変化するのかは分かっていない。

本研究では、系外銀河において $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ 比を中心から円盤領域まで調べた。観測対象として天の川銀河から約 3.5Mpc(約 1100 万光年) 離れた棒渦巻銀河 NGC253 の $^{12}\text{CN}(N=1-0)$ と $^{13}\text{CN}(N=1-0)$ の輝線を観測してそれぞれの積分強度値から $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ 比を求めた。ALMA による観測の結果、NGC253 の中心コアから 2.3-2.4kpc(7500-7800 光年) 離れた円盤領域で初となる $^{12}\text{CN}(N=1-0)$ と $^{13}\text{CN}(N=1-0)$ 輝線の検出に成功し、その地点での $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ 比は 25 ± 11 となり、中心領域では 29-45 となった。これは NGC253 の円盤領域の $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ 比は、中心領域の $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ 比と同じくらいであり、天の川銀河の $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ 比の空間分布とは異なることを意味する。

1 Introduction

銀河には恒星だけではなく星間物質という分子ガスが存在し、銀河中の星形成過程を詳しく理解するために、 ^{12}CO や ^{13}CO 分子の多輝線、多遷移観測に基づいた分子ガスの温度や密度の物理状態を導出することは有用な手法である。このような解析では各分子の輝線強度と同位体比が必要になるが、同位体比が不明な場合、その値を仮定する必要がある。仮定した値によって導出される物理状態が変わるので、分子ガスの物理状態の決定精度を向上させるためには正確な同位体比を知ることが必要不可欠となる。特に $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ 比は重要な情報である。近年、各銀河の $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ 比の研究が多くなされてきた。Langer & Penzias (1990) によると天の川銀河の $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ 比は、中心領域では 24 であり、5kpc の地点では 30 程度、12kpc 離れた地点では 70 程度と、中心から離れるほど $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ 比が増加する傾向がある。一方、系外銀河の $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ 比は、NGC253 の中心領域では 40 ± 10 (Henkel et al. 2014) で、M82 の中心は 50-75 (Mao et al. 2000) と報告されている。これらの値は天の川銀河の中心領域の 24 に比べて 1.5-3 倍大きい。また、系外銀河の円盤領域の $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ 比の測定は未だなされておらず、

系外銀河において $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ 比がどのように空間変化するのかはわかっていない。天の川銀河の $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ 比は中心から遠ざかるほど大きくなるが、これはガス塊が中心から外側に向かって広がることで銀河が形成されること (e.g. Chiappini et al. 2001) と ^{12}C と ^{13}C の形成過程が異なることで説明できる。 ^{12}C はトリプルアルファ反応で形成される。この反応は恒星の内部で進行し、 ^{12}C は星間空間に放出されて銀河全体に広がる。一方 ^{13}C は CNO サイクル反応で発生する。 ^{13}C も恒星の内部で形成されるが、CNO サイクルは ^{12}C が存在する恒星のみで起きる。 ^{13}C もやがて星間空間に放出されるが ^{12}C よりも遅れて銀河全体に広がる。そのため銀河の外側ほど ^{13}C が ^{12}C に比べて相対的に少なくなるので $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ は大きくなり、 $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ 比の空間的な変化が生じる。

本研究では、系外銀河における $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ 比を中心領域から円盤領域まで調べた。観測対象は棒渦巻銀河 NGC253 とし、NGC253 の円盤領域と中心領域の $^{12}\text{CN}(N=1-0)$ と $^{13}\text{CN}(N=1-0)$ 輝線を観測して $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ 比の空間分布を調べた。CN は CO よりも光学的に薄く、また微細構造線を持つので、積分強度比をより正確に測定できる利点がある。そして、得

られた $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ 比の空間分布を天の川銀河のそれと比較した。

2 Methods

本研究では NGC253 の $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ 比を求めるために ALMA 望遠鏡で $^{12}\text{CN}(N=1-0)$ と $^{13}\text{CN}(N=1-0)$ 輝線の周波数付近を観測されたデータを用いた。ALMA とはチリのアタカマ砂漠にある電波干渉計で、世界最高の角度分解能を備える。円盤領域は新たに観測されたものを、中心領域は ALMA のアーカイブデータを用いた。clean したキューブデータから積分強度図を作成し、各領域で $^{12}\text{CN}(N=1-0)$ 強度が極大になる領域での $^{12}\text{CN}(N=1-0)$ と $^{13}\text{CN}(N=1-0)$ スペクトルを調べ、それらのスペクトルから輝線強度を求めた。さらに微細構造線から光学的厚みを考慮した。

光学的厚みとは電磁波に対する分子ガスの不透明度を表す指標である。分子ガス中を x だけ進んだ電磁波の強度 $I(x)$ は源泉関数 S を用いて

$$I(x)=I(0)\exp(-\tau)+S(1-\exp(-\tau))$$

で表される。この時の τ は光学的厚みと呼ばれ、この値が大きいほど分子ガスは不透明といえる。

また、観測で用いた CN 分子はラジカルであるため不対電子を持つ。 $\text{CN}(N=1-0)$ は電子スピンによる遷移を考慮すると $\text{CN}(J=1/2-1/2)$ と $\text{CN}(J=3/2-1/2)$ の 2 通りの遷移を取りうる。これらの遷移によって発される電磁波の周波数は異なるので、 $\text{CN}(N=1-0)$ 輝線は 2 つに分裂する。2 輝線の真の輝線強度比は決まっているので、ある地点の測定で導出した 2 輝線の強度比を求めればその地点での光学的厚みがわかる。その光学的厚みを使って輝線強度の補正を行い、 $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ 比を求めた。補正の詳細は Discussion に記述した。

3 Observations

以下に観測諸元と観測領域の概略図を示した。

表 1: 観測諸元 (円盤領域)

Project code	2016.1.00215.S
観測輝線	$^{12}\text{CN}(J=1/2-1/2) : 113.17\text{GHz}$
	$^{12}\text{CN}(J=3/2-1/2) : 113.49\text{GHz}$
	$^{13}\text{CN}(J=1/2-1/2) : 108.65\text{GHz}$
	$^{13}\text{CN}(J=3/2-1/2) : 108.78\text{GHz}$
角度分解能	$1''.7 \times 1''.3$

表 2: 観測諸元 (中心領域)

Project code	2012.1.00657.S
観測輝線	$^{12}\text{CN}(J=1/2-1/2) : 113.17\text{GHz}$
	$^{12}\text{CN}(J=3/2-1/2) : 113.49\text{GHz}$
角度分解能	$1''.2 \times 0''.75$
Project code	2011.0.00061.S
観測輝線	$^{13}\text{CN}(J=1/2-1/2) : 108.65\text{GHz}$
	$^{13}\text{CN}(J=3/2-1/2) : 108.78\text{GHz}$
角度分解能	$2''.1 \times 1''.4$

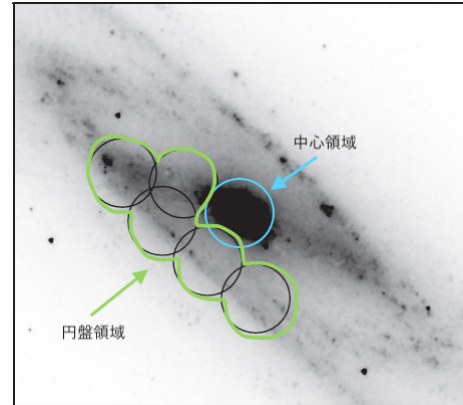


図 1: 赤外線での NGC253(Kennicutt et al. 2008) と観測領域の概略図

4 Results

以下に円盤領域の積分強度図を示した。各図の左下の楕円はビームサイズである。

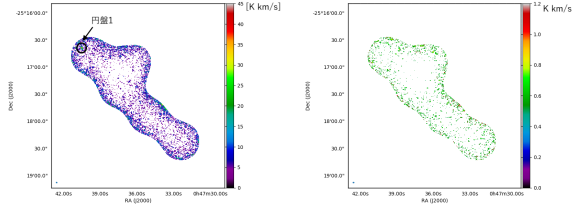


図 2: $^{12}\text{CN}(N=1-0)$ (左) と $^{13}\text{CN}(N=1-0)$ (右) の積分強度図

円で示した領域で CN 輝線とみられるピークが見られたのでその領域を円盤 1 と定義して、その領域についてスペクトルを調べた。

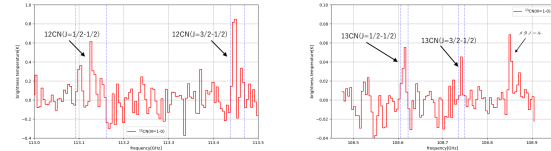


図 3: 円盤 1 の $^{12}\text{CN}(N=1-0)$ (左) と $^{13}\text{CN}(N=1-0)$ (右) のスペクトル。系外銀河の円盤領域での CN 分子の検出に初めて成功した。スペクトルを挟む青の点線は積分範囲。

以下に中心領域の積分強度図を示した。各図の左下の楕円はビームサイズである。

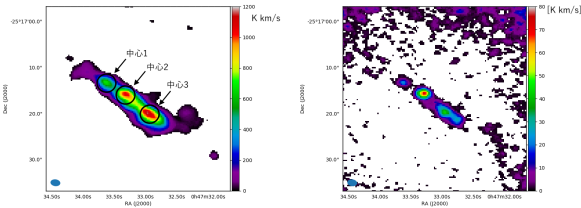


図 4: 中心領域の $^{12}\text{CN}(N=1-0)$ (左) と $^{13}\text{CN}(N=1-0)$ (右) の積分強度図

円で示した領域で CN 輝線ピークが見られたのでそれらの領域を左上からそれぞれ中心 1, 中心 2, 中心 3 と定義して、それらの領域についてそれぞれのスペクトルを調べた。

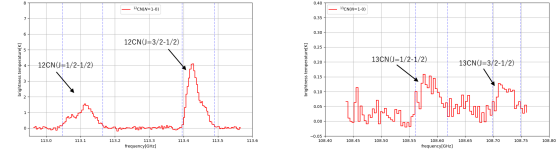


図 5: 中心 1 の $^{12}\text{CN}(N=1-0)$ (左) と $^{13}\text{CN}(N=1-0)$ (右) のスペクトル。スペクトルを挟む青の点線は積分範囲。

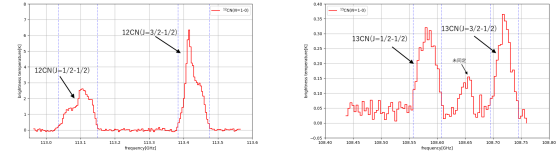


図 6: 中心 2 の $^{12}\text{CN}(N=1-0)$ (左) と $^{13}\text{CN}(N=1-0)$ (右) のスペクトル。青の点線は積分範囲。

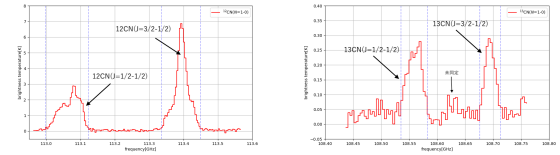


図 7: 中心 3 の $^{12}\text{CN}(N=1-0)$ (左) と $^{13}\text{CN}(N=1-0)$ (右) のスペクトル。青の点線は積分範囲。

得られた円盤 1、中心 1、中心 2、中心 3 の輝線から各分子の積分強度値を求めた。

表 3: 各領域の積分強度値 単位は全て K km/s

領域	$^{12}\text{CN}(J=3/2-1/2)$	$^{12}\text{CN}(J=1/2-1/2)$
円盤 1	24.2 ± 6.6	26.561 ± 14.1
中心 1	462.8 ± 3.5	251.0 ± 3.9
中心 2	646.1 ± 2.8	446.3 ± 3.1
中心 3	736.3 ± 3.3	460.5 ± 3.4
領域	$^{13}\text{CN}(J=3/2-1/2)$	$^{13}\text{CN}(J=1/2-1/2)$
円盤 1	0.66 ± 0.40	1.36 ± 0.46
中心 1	11.6 ± 1.4	14.7 ± 0.46
中心 2	28.0 ± 1.8	30.2 ± 1.8
中心 3	17.5 ± 1.3	23.3 ± 1.5

5 Discussion

中心領域の $^{12}\text{CN}(N=1-0)$ の積分強度値の光学的厚みを考察する。円盤領域の $^{12}\text{CN}(N=1-0)$ 、 $^{13}\text{CN}(N=1-0)$ と中心領域の $^{13}\text{CN}(N=1-0)$ は積文強度値から明らかに光学的に薄いので考慮しない。補正には以下の式を使用した。

$$I_{3/2}/I_{1/2}=[1-\exp(-\tau_{3/2})]/[1-\exp(-\tau_{1/2})]$$

$$r=\tau_{3/2}/\tau_{1/2}$$

$$f_n=\tau_n/[1-\exp(-\tau_n)]$$

$$I_{tn}=f_n I_n$$

$$R=[I_{t3/2}+I_{t1/2}]/I_{13\text{CN}}$$

$\tau_{1/2}$: $^{12}\text{CN}(J=1/2-1/2)$ の光学的厚み

$\tau_{3/2}$: $^{12}\text{CN}(J=3/2-1/2)$ の光学的厚み

$I_{1/2}$: $^{12}\text{CN}(J=1/2-1/2)$ の積分強度値

$I_{3/2}$: $^{12}\text{CN}(J=3/2-1/2)$ の積分強度値

r : $I_{3/2}/I_{1/2}$ の真の積文強度比 (ここでは $r=2$)

f_n : I_n にかける係数 ($n=1/2, 3/2$)

I_{tn} : I_n の真の積分強度値

$I_{13\text{CN}}$: $^{13}\text{CN}(N=1-0)$ の積分強度値

R : $^{12}\text{CN}(N=1-0)/^{13}\text{CN}(N=1-0)$ 比

導出した各輝線の光学的厚みと補正後の積分強度値を以下にまとめた。

表 4: 中心領域の ^{12}CN の光学的厚みと補正後の積分強度値

領域	$\tau_{3/2}$	$I_{t3/2}[\text{K km/s}]$
中心 1	0.34	545.7 ± 4.2
中心 2	1.6	1298.1 ± 5.6
中心 3	1.1	1176.9 ± 5.2
領域	$\tau_{1/2}$	$I_{t1/2}[\text{K km/s}]$
中心 1	0.17	272.9 ± 4.3
中心 2	0.80	649.1 ± 4.6
中心 3	0.57	588.5 ± 4.4

よって各領域の $^{12}\text{CN}(N=1-0)/^{13}\text{CN}(N=1-0)$ 比は

円盤 1 : 25.2 ± 10.8

中心 1 : 31.1 ± 2.4

中心 2 : 33.4 ± 1.2

中心 3 : 43.2 ± 2.1

中心領域の $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ 比は 29-45 と先行研究と大きな矛盾はなく、円盤領域での $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ 比は 14-36 と中心領域のそれと大きな変化はなかった。このことから、少なくとも NGC253 の $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ 比の空間変化の傾向は天の川銀河の傾向 (中心から 5kpc の地点にかけて、24 から 30 まで増加) とは異なることがわかった。

6 Conclusion

系外銀河における $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ 比がどのように空間変化するのかはよく知られていなので、本研究で系外銀河の $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ 比を中心領域から円盤領域まで求めた。棒渦巻銀河 NGC253 の $^{12}\text{CN}(N=1-0)$ 、 $^{13}\text{CN}(N=1-0)$ 輝線を ALMA 望遠鏡で観測し、それらの輝線強度から比を求めた。その結果、NGC253 の中心領域で 29-45 となり、中心から 2.3-2.4kpc 離れた地点で 14-36 となった。この結果から NGC253 の $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ 比の空間変化の傾向は天の川銀河のそれとは異なることがわかった。

Reference

Langer & Penzias 1990, ApJ, 357, 477

Henkel et al. 2014, A&A, 564, 3

Mao et al. 2000, A&A, 358, 433

Chiappini et al. 2001, ApJ, 554, 1044

Kennicutt et al. 2008, ApJS, 178, 247

a5

多輝線解析を用いた近傍棒渦巻銀河における分子ガスの物理状態と星形成

矢島 義之 (北海道大学 宇宙物理学研究室)

Abstract

棒渦巻銀河のバー領域では渦状腕と比較し、分子ガスが十分にあるにも関わらず星が生まれにくい、つまり星形成効率が低いことが知られている。これより、バーにおける分子ガスは渦状腕のものよりも密度が低く、自己重力収縮が困難であることが示唆される。しかし、分子ガスの密度を求めるためには複数の輝線を観測する必要があるため、従来は研究対象が限定されていた。本研究は新たな観測装置を使用し、複数の銀河を $^{12}\text{C}^{16}\text{O}(J=1\rightarrow0)$, $^{13}\text{C}^{16}\text{O}(J=1\rightarrow0)$, $^{12}\text{C}^{18}\text{O}(J=1\rightarrow0)$ の 3 輝線で同時マッピングを行った野辺山宇宙電波観測所レガシープロジェクト COMING で得られた近傍の棒渦巻銀河 NGC 3627 と NGC 4303 について、銀河の領域ごとに分子ガスの密度を求め、星形成と関連があるのか調べた。まず銀河を渦状腕、バーエンド、バーというように構造に基づいて領域を分け、各領域について $^{12}\text{C}^{16}\text{O}(J=1\rightarrow0)$ 及び $^{13}\text{C}^{16}\text{O}(J=1\rightarrow0)$ 輝線と $^{12}\text{C}^{16}\text{O}(J=3\rightarrow2)$ 輝線のアーカイブデータから積分強度比を求め、non-LTE 法に基づき分子ガスの数密度と運動温度を求めた。その結果、星形成効率と分子ガス密度の間には正の相関が確認できた。さらにバーで分子ガス密度が低下する原因を探るため、分子雲間の速度分散と分子ガス密度の関係性を調べた。すると分子雲間の速度分散が適度な範囲にある渦状腕からバーエンドにかけては分子ガス密度は上昇する傾向にあるが、バーエンドからバーでは速度分散が大きく、分子ガス密度は低下する関係が得られた。以上より、渦状腕やバーエンドでは適度な速度分散によって分子雲同士が衝突する確率が上昇し、分子ガス密度は上がりやすくなるが、速度分散が大きすぎるバーでは分子雲からのガスの剥ぎ取りや速すぎる衝突速度のため、分子雲は崩壊してしまい分子ガス密度が低下し、結果としてバーでは星形成が抑制されていると結論づけられる。

1 Introduction

銀河を構成しているバリオンのうち、およそ 9 割は星である。星は H_2 分子を主成分とした低温の分子ガスが自己重力収縮を起こし誕生する。したがって銀河を理解するためには、星の原料となる分子ガスの物理状態、例えば密度や温度、運動状態を明らかにすることが必要不可欠である。

星形成の様子は銀河内で様ではないことが知られている。その顕著な例が銀河中心部に棒状構造を持つ棒渦巻銀河で報告されている。近傍宇宙に存在する円盤銀河のうち、天の川銀河を含む約 2/3 が棒渦巻銀河であり、これは特異な形態ではない。棒渦巻銀河のバーでは分子ガスが豊富にあるにも関わらず、新たに生まれてくる星は少ないことが知られている (e.g., Sheth et al. 2002)。結果的に単位質量あたりの分子ガスからどれくらい星が生まれやすいかを表す星形成効率 (Star Formation Efficiency; SFE) は渦状腕領域と比べ、バーでは低下している (e.g., Momose et

al. 2010)。星形成効率は

$$\text{SFE} [\text{yr}^{-1}] = \frac{\Sigma_{\text{SFR}} [M_{\odot} \text{ yr}^{-1} \text{ pc}^{-2}]}{\Sigma_{\text{gas}} [M_{\odot} \text{ pc}^{-2}]} \quad (1)$$

で定義され、 Σ_{SFR} , Σ_{gas} はそれぞれ星形成率 (Star Formation Rate; SFR) の面密度、ガス面密度である。

Sorai et al. (2012) ではバーにおいて分子雲間、及び分子雲内部の運動が激しいことにより、分子雲は重力的に非束縛状態である可能性を示し、自己重力収縮が困難なために星が生まれにくいと結論づけている。これよりバーの分子雲は渦状腕のものよりも密度が小さいと予想される。しかし分子ガスの密度を観測的に求めるためには、最低でも 3 つの輝線を解析する必要があるが、 $^{12}\text{C}^{16}\text{O}(J=1\rightarrow0)$ や $^{12}\text{C}^{16}\text{O}(J=2\rightarrow1)$ 輝線 (J は回転量子数) のような $^{12}\text{C}^{16}\text{O}$ 分子の低励起線以外は基本的に放射が弱く、分子ガス面密度を算出するよりも困難である。そのため、複数の輝線を用いた研究は一般的に弱い輝線の観測も容易となるスターバースト銀河や銀河中心領域のような限定され

た範囲で行われており、棒渦巻銀河のバーに対して分子ガス密度を求めた研究はほとんどない。

そこで我々は 140 個以上の系外銀河を $^{12}\text{C}^{16}\text{O}(J=1\rightarrow0)$ 輝線, $^{13}\text{C}^{16}\text{O}(J=1\rightarrow0)$ 輝線, $^{12}\text{C}^{18}\text{O}(J=1\rightarrow0)$ 輝線で同時マッピング観測を行った野辺山宇宙電波観測所レガシープロジェクトの 1 つ COMING (CO Multi-line Imaging of Nearby Galaxies) の一環として、棒渦巻銀河のバーでは分子ガス密度が渦状腕よりも低下しているのかどうか調べた。COMING プロジェクトで観測された銀河の中から NGC 3627 と NGC 4303 を研究の対象として選択した。この 2 銀河はバーが認識しやすいだけでなく、過去の研究によりバーでは分子ガスが豊富に存在し、さらに星形成効率が低下していると報告されている (Watanabe et al. 2011, Momose et al. 2010)。これらの点により、星形成が抑制されているバーの分子ガスがどのような性質であるのか、議論が容易となる。

2 Observations

本研究は COMING プロジェクトとして野辺山 45m 電波望遠鏡を用いて $^{12}\text{C}^{16}\text{O}(J=1\rightarrow0)$, $^{13}\text{C}^{16}\text{O}(J=1\rightarrow0)$, $^{12}\text{C}^{18}\text{O}(J=1\rightarrow0)$ 輝線で同時マッピング観測を行った。データリダクションには COMING プロジェクトで開発された自動リダクションシステム (講演「観測 c12 あ」を参照) を用いた。空間分解能は 3 輝線のいずれも $17''$ であり、これは NGC 3627, NGC 4303 でそれぞれ 0.76 kpc, 1.6 kpc に相当する。速度分解能は 10 km s^{-1} に設定している。

また分子ガスの密度を求めるため、JCMT (James Clerk Maxwell Telescope) で観測された $^{12}\text{C}^{16}\text{O}(J=3\rightarrow2)$ 輝線、星形成率を求めるために GALEX 衛星の遠紫外線 (FUV) バンドと *Spitzer* 宇宙望遠鏡に搭載されている MIPS により観測された $24\mu\text{m}$ バンドのアーカイブデータを利用した。

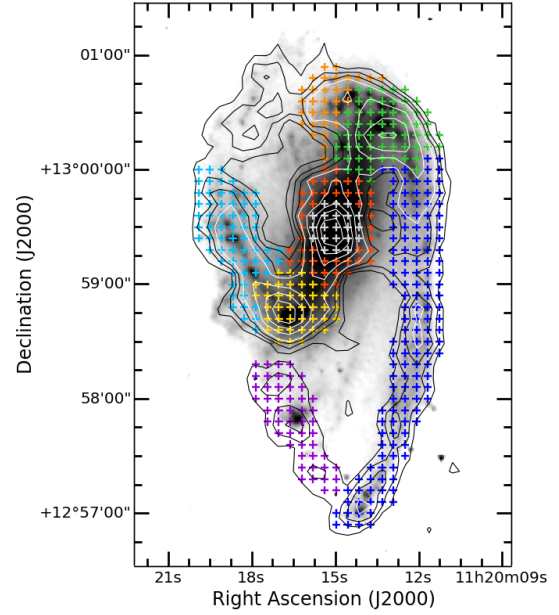


図 1: NGC 3627 における領域分け (水色: eastern arm, 青: western arm, 紫: southern arm, 緑: northern bar-end, 橙: offset stream, 黄: southern bar-end, 赤: bar, 白: center). *Spitzer* IRAC $3.4\mu\text{m}$ のグレースケールの上に $^{12}\text{CO}(J=1\rightarrow0)$ の積分強度のコントアを引いている。十字のプロットは観測データの $6''$ グリッドに対応している。

3 Results & Discussion

3.1 銀河の領域分けと星形成効率

バーや渦状腕など、銀河の構造ごとに物理量を比較するため、まず図 1、図 2 のように *Spitzer* IRAC $3.4\mu\text{m}$ のイメージや $^{12}\text{C}^{16}\text{O}(J=1\rightarrow0)$ 輝線の積分強度のコントアを参考にして銀河を各領域に分割した。

$^{12}\text{C}^{16}\text{O}(J=1\rightarrow0)$ 輝線の積分強度から H_2 分子の柱密度に変換できる係数 CO-to- H_2 conversion factor X_{CO} は $2.0 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2} (\text{K km s}^{-1})^{-1}$ を採用した。各領域について平均化した分子ガス面密度と GALEX FUV, *Spitzer* MIPS $24\mu\text{m}$ により求めた星形成率面密度を求め、式 (1) に基づき星形成効率を計算したところ、NGC 3627, NGC 4303 でそれぞれバーでは渦状腕全体よりも 28%, 39% 低下していることがわかった。

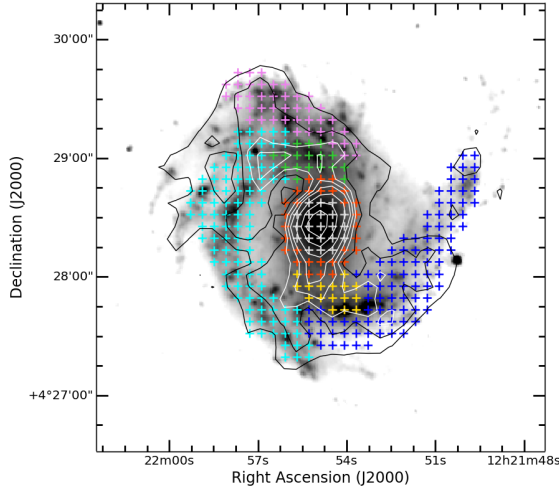


図 2: NGC 4303 における領域分け (紫: northern arm, シアン: eastern arm, 青: western arm, 緑: northern bar-end, 黄: southern bar-end, 赤: bar, 白: center). グレースケール, コントラは図 1 と同じ.

3.2 分子ガス密度の導出

分子ガスの密度を観測値から導出する方法の一つに non-LTE (Local Thermodynamic Equilibrium) 法がある. これは分子の柱密度, 分子雲の線幅, 3 つ以上の輝線による積分強度比に基づいて放射輸送と分子の準位分布を計算し, 分子ガスの密度, 運動温度, 励起温度, 光学的厚みが求められる. 本研究では non-LTE 法解析を行うため, オープンソースコード RADEX (Van der Tak et al. 2007) を使用した.

$^{13}\text{C}^{16}\text{O}(J=1\rightarrow0)$, $^{12}\text{C}^{18}\text{O}(J=1\rightarrow0)$ 輝線は S/N が低いため, マップのままでは有意な積分強度比を計算できない. そこで平均速度場に基づいてスペクトルを速度方向にずらし, 平均化させることで S/N を上げることができるスタッキング解析を行った. そして各領域ごとにスタッキングしたスペクトルから $^{13}\text{C}^{16}\text{O}(J=1\rightarrow0)$ と $^{12}\text{C}^{16}\text{O}(J=1\rightarrow0)$ の積分強度比 $R_{12/13}$, $^{12}\text{C}^{16}\text{O}(J=3\rightarrow2)$ と $^{12}\text{C}^{16}\text{O}(J=1\rightarrow0)$ の積分強度比 $R_{3/1}$ を求めた. スタッキング解析を経ても $^{12}\text{C}^{18}\text{O}(J=1\rightarrow0)$ 輝線は有意に検出することができなかった. 各領域で求められた $R_{12/13}$, $R_{3/1}$ に基づき, non-LTE 法解析を行ったところ, NGC 3627, NGC 4303 それぞれでバーでは渦状腕よりも 37%, 36% 分子ガスの密度は低下していることがわかった.

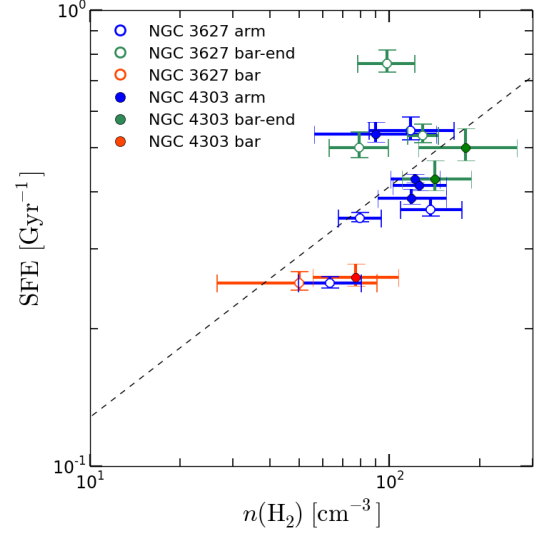


図 3: 各領域における星形成効率 (SFE) と分子ガス密度 ($n(\text{H}_2)$) の相関関係. 両者の間には正の相関が成立している. 図中の点線は最小二乗フィットした直線を表す.

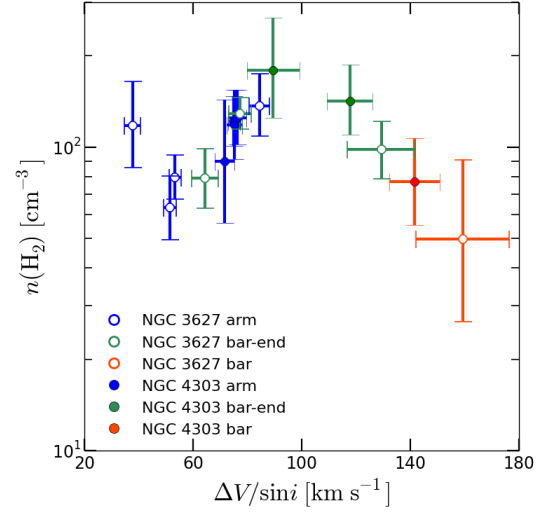


図 4: 各領域における分子ガス密度 ($n(\text{H}_2)$) と分子雲間の速度分散の指標となる量 ($\Delta V/\sin i$) の関係性. 渦状腕からバーエンドにかけては分子雲間の速度分散が大きくなるにつれ密度は上昇する傾向にあるが, 速度分散が大きすぎるバーでは密度は低下している.

3.3 星形成効率, 分子ガス密度, 分子雲間の速度分散の関係性

図 3 に各領域における星形成効率と non-LTE 法により求めた分子ガス密度の相関図を示す. これを

見ると星形成効率が低下しているバーでは分子ガスの密度も低いことがわかる。相関係数は NGC 3627 のみで 0.64, NGC 4303 のみで 0.55 となり, 両銀河を合わせると 0.55 となった。これは分子ガス密度が低ければ低い程, 星が生まれるタイムスケールが延びるために成立している関係であると考えられる。

バーではなぜ分子ガスの密度が低下するのか, その理由を調べるため, 次はスタッキングしたスペクトルの半値全幅を求め, それを銀河の傾き角 i の正弦で割った値 $\Delta V / \sin i$ と比較した。 $\sin i$ で割る理由は速度の観測値を銀河面に投影した成分にするためである。本研究の観測ではビームサイズが 1 kpc オーダーに相当し, これは典型的な分子雲の大きさ数 10 pc よりも遥かに大きい。したがって望遠鏡のビーム内には分子雲が多数存在していると考えられる。また, 分子雲単体を観測した場合のスペクトル線幅は数 km s^{-1} であることが知られているが, 一方で求められた ΔV は数 10-100 km s^{-1} にわたっている。よって $\Delta V / \sin i$ という物理量は分子雲内部ではなく, 分子雲間の運動を銀河面へ投影した時の速度分散を反映していると考えることができる。

分子ガス密度と $\Delta V / \sin i$ 間の関係を図 4 に示す。この図により $\Delta V / \sin i \lesssim 100 \text{ km s}^{-1}$ の場合では速度分散が大きくなるにつれて分子ガス密度は大きくなるが, 100 km s^{-1} を超えてくると密度は低下していることがわかる。この関係を解釈しようとするとき, 分子雲間の運動が適度であれば分子雲同士の衝突が起きる確率が上昇し, 密度は上がりやすくなる。一方で速度分散が大きい場合では, 分子雲からガスが剥ぎ取られたり, 衝突の際に速い衝突速度のため分子雲が崩壊したり, 衝撃波が分子雲を通過する時間が短いという分子雲コアへガスが降着する時間が短いということが考えられる。このように本研究によって銀河の構造ごとに環境が異なり, 分子ガスの物理状態は変化しているということがわかった。

4 Summary & Conclusions

本研究の結論は以下の通りである。

- (1) 棒渦巻銀河のバーでは星形成効率が低いことが知られており, その原因は分子ガス密度が低いことに

よると考えられる。

- (2) 近傍の棒渦巻銀河 NGC 3627, NGC 4303 について, 銀河を構造に基づいて領域を定め, 各領域で平均化した星形成効率を求めた。その結果, バーでは渦状腕よりもそれぞれ 28%, 39%低下していることが確認できた。
- (3) 領域ごとにスタッキング解析を行い, $^{13}\text{C}^{16}\text{O}(J=1\rightarrow0)$ 輝線と $^{12}\text{C}^{16}\text{O}(J=1\rightarrow0)$ 輝線の積分強度比, $^{12}\text{C}^{16}\text{O}(J=3\rightarrow2)$ 輝線と $^{12}\text{C}^{16}\text{O}(J=1\rightarrow0)$ 輝線の積分強度比を求め, non-LTE 法に基づき分子ガス密度を求めた。
- (4) バーにおける分子ガス密度は渦状腕よりも NGC 3627 で 37%, NGC 4303 で 36%低くなり, 星形成効率と分子ガス密度の間には正の相関が確認できた。
- (5) 分子ガス密度と分子雲間の速度分散の関係を調べたところ, 速度分散が小さい範囲では密度は上がる傾向にあるが, 大きすぎると密度は低下することがわかった。
- (6) 銀河の構造ごとに環境が異なり, その結果分子ガスの物理状態は変化し, 銀河内の星形成に差異を生み出していると考えられる。

Reference

- Athanassoula, E. 1992, MNRAS, 259, 345
- Hirota, A., et al. 2014, PASJ, 66, 46
- Leroy, A. K., Walter, F., Brinks, E., Bigiel, F., de Blok, W. J. G., Madore, B., & Thornley, M. D. 2008, AJ, 136, 2782
- Momose, R., Okumura, S. K., Koda, J., & Sawada, T. 2010, ApJ, 721, 383
- Muraoka, K., et al. 2016, PASJ, 68, 89
- Sheth, K., Vogel, S. N., Regan, M. W., Teuben, P. J., Harris, A. I., & Thornley, M. D. 2002, AJ, 124, 2581
- Sorai, K., et al. 2012, PASJ, 64, 51
- Takahira, K., Tasker, E. J., & Habe, A. 2014, ApJ, 792, 63
- Van der Tak, F. F. S., Black, J. H., Schöier, F. L., Jansen, D. J., & van Dishoeck, E. F. 2007, A&A, 468, 627
- Watanabe, Y., Sorai, K., Kuno, N., & Habe, A. 2011, MNRAS, 411, 1409

a6

シミュレーションにおける棒渦巻銀河の星形成

堀江 秀 (北海道大学大学院 理学院宇宙理学専攻)

Abstract

銀河は形態分類がされており、その 1 つに棒渦巻銀河というものがある。棒渦巻銀河とは銀河の中心を貫くように棒状構造が存在し、その両端から伸びるように渦状腕が見られる銀河であり、太陽系の存在する天の川銀河も棒渦巻銀河だと考えられている。近年の棒渦巻銀河の観測から、棒部分における星形成効率は渦状腕よりも低いことが示されている。ここで星形成効率は単位ガス質量あたりの星形成率で定義される。観測やシミュレーションによって、棒部分における分子雲同士の衝突時の相対速度が渦状腕でのそれと比べて大きすぎるために、重い星が形成されない可能性が挙げられているものの、棒部分での星形成効率が低いという傾向のメカニズムはいまだよくわかっていない。

本研究で我々は分子雲同士の衝突などは考慮しない、宇宙論的シミュレーションで用いられる標準的な星形成の条件によって、棒渦巻銀河の星形成効率的傾向が得られるかどうかのシミュレーションを行った。この条件とは低温・高密度のガスが自己重力的であれば、そのガスから星を形成するというものである。データの解析においては、観測結果と比較しやすくするために、まず空間分解能を観測に合わせた。そして各スナップショットで領域ごとにガスの表面密度と単位面積当たりの星形成率を計算し、その相関図 (Kennicutt-Schmidt 図) を作った。

その結果、どの時刻においても棒部分の SFE は渦状腕と同程度であり、観測から得られているような棒渦巻銀河の傾向は得られなかった。これにより、このシミュレーションで考慮した星形成の条件などを変える必要があることを示している。

1 Introduction

棒渦巻銀河の棒部分や渦状腕には分子雲が存在し、その分子雲で星形成が起こる。しかし、近年の棒渦巻銀河の観測によって、渦状腕と棒部分での分子ガスの密度は同程度にも関わらず、棒部分における星形成効率 (SFE) は渦状腕よりも低いことがわかっている (e.g. Momose et al. 2010)。これは棒部分と渦状腕の分子雲の物理状態が異なることを示している。最近の研究では、渦状腕では分子雲同士の衝突によって重い星の形成が誘発されるが、棒部分では分子雲同士の相対速度が大きすぎるために重い星が形成されないことがシミュレーションによって示唆されている (e.g. Fujimoto et al. 2014)。しかしながら、棒部分での SFE が低いという傾向のメカニズムは未だよくわかっていない。

宇宙論的シミュレーションでは標準的な星形成の条件として、低温・高密度のガスが自己重力的であれば、自由落下時間に比例するタイムスケールでその

ガスから星を形成するというものが用いられる。本研究では、この条件を用いてシミュレーションを行い、ガスの表面密度と単位面積当たりの星形成率 (SFR) の相関図 (Kennicutt-Schmidt 図) を描き、棒部分と渦状腕の SFE を比較する。この標準的な条件を用いたシミュレーションが、渦状腕よりも棒部分の SFE が低いという結果を示せば、棒部分で自己重力的なガス相の形成が妨げられることが棒渦巻銀河の傾向の原因であると言える。

2 Method and Simulation

本研究では一般公開されているコード GIZMO (Hopkins 2015) の Meshless Finite Mass (MFM) 法を用いてシミュレーションを行う。棒渦巻銀河を表すために、解析的なダークマターハロー、銀河円盤、バルジ、渦状腕、棒部分のポテンシャルを用いる。ポテンシャルはそれぞれ Allen &

Santillan (1991), Miyamoto & Nagai (1975), Plummer (1911), Cox & Gómez (2002), Wada & Koda (2001) を用いる。

渦状腕のポテンシャル Φ_{sp} は以下のように表される。

$$\begin{aligned} \Phi_{sp}(r, \phi, z, t) = & 4\pi G h_z \rho_0 \exp\left(\frac{r-r_0}{R_s}\right) \\ & \times \sum_n^3 \left\{ \frac{C_n}{K_n D_n} \left[\operatorname{sech}\left(\frac{K_n z}{\beta_n}\right) \right]^{\beta_n} \right. \\ & \left. \times \cos\left(nN \left[\phi - t\Omega_{sp} + \frac{\ln(r/r_0)}{\tan(\alpha)} \right] \right) \right\} \quad (1) \end{aligned}$$

ここで

$$K_n = nN/r \sin(\alpha) \quad (2)$$

$$D_n = \frac{1 + K_n h_z + 0.3(K_n h_z)^2}{1 + 0.3K_n h_z} \quad (3)$$

$$\beta_n = K_n h_z (1 + 0.4K_n h_z) \quad (4)$$

である。これらの式で $h_z = 0.18$ kpc, $R_s = 7$ kpc, $r_0 = 8$ kpc, $C = (8/3\pi, 1/2, 8/15\pi)$ であり、渦状腕の基準となる密度は $\rho_0 = 1$ atom cm $^{-3}$, ピッチ角は $\alpha = 13^\circ$ としている。一方、棒部分のポテンシャル Φ_b は次のように表される。

$$\Phi_b(r, \phi, t) = \Phi_0 \frac{(r/r_c)^2}{((r/r_c)^2 + 1)^2} \cos(2[\phi - t\Omega_b]) \quad (5)$$

この式で $\Phi_0 = \epsilon V_0^2 \sqrt{27/4}$, $\epsilon = 0.05$, $V_0 = 220$ km/s, $r_c = 2$ kpc としている。また渦状腕と棒部分のポテンシャルのパターンスピード（それぞれ Ω_{sp} と Ω_b ）は同じで 15 km/s/kpc としている。

中心の半径 1 kpc の円領域をバルジ、それを囲む長軸 10 kpc, 短軸 4 kpc の楕円内部を棒部分、それら以外の $\Phi_{sp} < 0$ となる領域を渦状腕とする。

2.1 Initial Condition

ガスの全質量を $8 \times 10^9 M_\odot$ として、ガス粒子の数は 10^6 個とする。つまりガス粒子一個あたりの質量は $8 \times 10^3 M_\odot$ である。このガス粒子は半径 13 kpc, 高さ 0.4 kpc の円盤に様に分布しており、初速度はダークマターハロー、銀河円盤、バルジのポテンシャル Φ_h, Φ_d, Φ_b を用いて、 $v^2 = R \frac{d}{dR}(\Phi_h + \Phi_d + \Phi_b)$

から計算され、これに加えて幅 5km/s の速度分散を持っている。また、 $t = 0$ でのガスの温度は 10^4 K とする。

計算を安定化させるために、 $t = 0$ Myr から 100 Myr は等温で計算し、その後 cooling, stellar feedback, 星形成の計算を開始する。

2.2 Star-formation criteria

このシミュレーションでは SFR は以下のようにして計算される。

$$\text{SFR} = C_* \frac{M_{gas}}{t_{ff}} \quad (6)$$

ここで $C_* = 0.5$, M_{gas} はガス粒子の質量, t_{ff} は自由落下時間である。これはある瞬間の時刻の SFR を表す。

本研究では宇宙論的シミュレーションで用いられる星形成の条件を採用する。この条件とは

1. ガス粒子の温度が $T < T_{th}$ であること
2. ガス粒子の密度が $\rho > \rho_{th}$ であること
3. ガス粒子が自己重力的、つまりヴィリアルパラメータ α が 1 未満であること

である。本研究では $T_{th} = 1000$ K, $\rho_{th} = 100$ cm $^{-3}$ としている。また、ヴィリアルパラメータ α は以下のようにして定義される。

$$\alpha \equiv \beta' \frac{f(v)}{G\rho} \quad (7)$$

ここで

$$f(v) = \sum_{j,k} v_{j,k}^2 \quad (8)$$

であり、 $\beta' = 1/8\pi$ としている。このヴィリアルパラメータは強い shear に対してガスが重力的に束縛されなくなることを表している。

以上の条件を満たしたガス粒子が以下の確率 p でそのガス粒子そのものが星粒子になるとしている。

$$p = 1 - \exp(-\tilde{p}) \quad (9)$$

$$\tilde{p} = \frac{\text{SFR}}{M_{gas}} \Delta t \quad (10)$$

であり、 Δt は計算のタイムステップである。

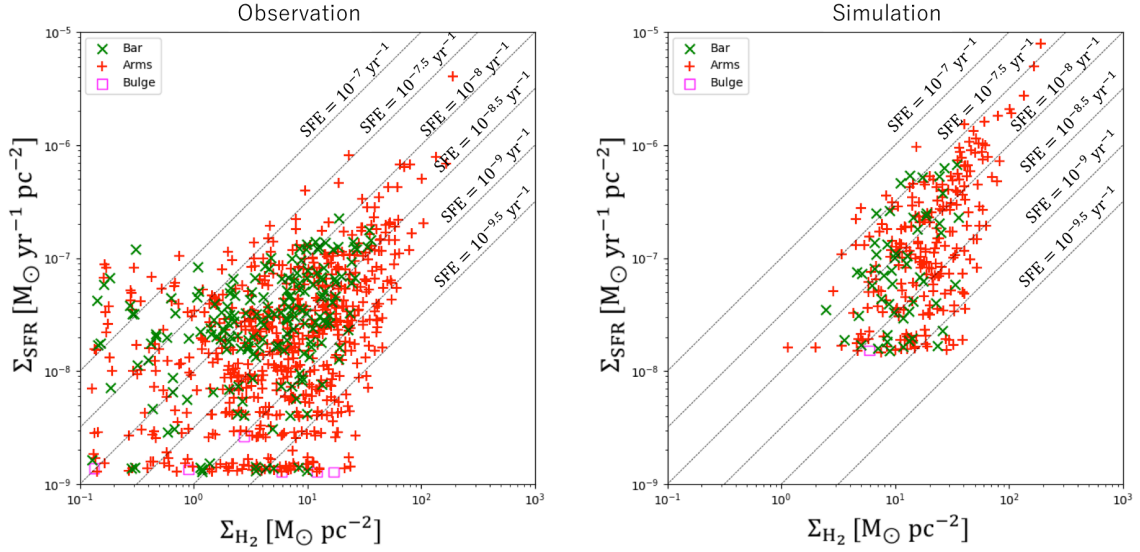


図 1: ガスの表面密度と単位面積当たりの SFR の相関図．観測的な方法を用いて得られる KS 図（左）と式 (6) を用いてシミュレーションから得られる KS 図（右）．緑，赤，紫のマーカーはそれぞれ棒部分，渦状腕，バルジの領域での値を示す．

3 Results & Discussion

$t = 500$ Myr のデータから Kennicutt-Schmidt 図 (KS 図) を描く．この際、観測の結果と比較しやすくするために、空間分解能を 250 pc にする．さらに観測的な方法で SFR を見積もるために、100 Myr よりも若い星粒子を用いて、以下の式から SFR を計算する．

$$\text{SFR}_{\text{obs}} = \frac{\sum_i M_i(< \delta t)}{\delta t} \quad (11)$$

ここで $\delta t = 100$ Myr であり、 $M_i(< \delta t)$ は δt よりも年齢が若い i 番目の星粒子の質量である．これは OB 星の寿命が 100 Myr 程度であることに基づいている．その結果、図 1 の左のようになる．棒部分と渦状腕での SFE は同程度であり、実際の観測結果のような傾向は得られなかった．他の時刻についても同様である．観測事実として、Kennicutt-Schmidt 則 (KS 則) がある (Schmidt 1959; Kennicutt 1998)．これは単位面積当たりの SFR (Σ_{SFR}) とガスの表面密度 (Σ_{H_2}) の相関関係で、 $\Sigma_{\text{SFR}} \propto \Sigma_{\text{H}_2}^N$ である．ここで N は銀河によってばらつきがあるが、 $N = 1.4$ 程度である．この観測的な方法で得た SFR について、KS 則は $N \sim 1.2$ である．

さらに $t = 500$ Myr での式 (6) から得られる SFR を用いた KS 図も描き、図 1 の右のようになる．こちらも棒部分と渦状腕での SFE は同程度であり、他の時刻についても同様である．また、KS 則については $N \sim 1.6$ である．

以上のことから、渦状腕と棒部分での星形成の大きな差は見られない．つまり、棒部分で星形成の条件 3 が働き、自己重力的なガス相の形成が妨げられた、とは言えない．しかしながら、KS 則は観測的な方法を用いても、式 (6) を用いても、 $N = 1.4$ に近い値を再現しているため、星形成の条件が全く間違っているとまでも言えない．

4 Conclusion

本研究では宇宙論的シミュレーションで用いられる星形成の条件を用いて、棒渦巻銀河の棒部分では SFE が渦状腕よりも低いという傾向が得られるかどうかを調べた．その結果、以下のことがわかった．

1. 棒部分で自己重力的なガス相の形成が妨げられているとは言えず、宇宙論的シミュレーション

で用いられる星形成の条件を用いても棒渦巻銀河の観測結果が示すような傾向は得られない。

2. KS 則は観測結果と近い値を示すため、星形成の条件はある程度正しいと言える。

したがって星形成の条件として、ヴィリアルパラメーターの他に、もしくはそれにプラスして、棒部分と渦状腕の分子雲の物理状態を考慮した条件を用いる必要がある。

Reference

- Fujimoto Y., Tasker E. J., Habe A., 2014, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters, 445, L65
- Momose R., Okumura S. K., Koda J., Sawada T., 2010, Astrophysical Journal, 721, 383
- Hopkins P., 2015, MNRAS, 450, 53
- Allen C., Santillan A., 1991, Rev. Mex. Astron. Astrofis., 22, 255
- Miyamoto M., Nagai R., 1975, PASJ, 27, 533
- Plummer H. C., 1911, MNRAS, 71, 460
- Cox D. P., Gómez G. C., 2002, ApJS, 142, 261
- Wada K., Koda J., 2001, PASJ, 53, 1163
- Schmidt, M. 1959, ApJ, 129, 243
- Kennicutt, R. C., Jr. 1998, ARA&A, 36, 189

a7

近傍銀河における空間分解した星形成則の統計的研究

依田 萌 (名古屋大学大学院 理学研究科)

Abstract

K-S 則は Σ_{gas} と Σ_{SFR} の間に成り立つ対数線形関係である。本研究では近傍銀河の 1 kpc スケールの K-S 則を、先行研究のサンプル数を大きく上回る 98 天体について調べた。その結果、H I 面密度は $10^7 M_{\odot} \text{kpc}^{-2}$ で飽和し、分子ガスの空間分解した K-S 則のべきはおおよそ $N = 1$ であることを確認した。この結果は、 $10^7 M_{\odot} \text{kpc}^{-2}$ 付近で原子ガスが分子ガスに変換され、分子ガスが星形成効率一定で星形成を行っていることを示唆する。

1 Introduction

銀河内ではガスが星に変換される、星形成活動が行われている。これまで、星形成活動を理解するためにガスと星形成率の関係はおおよそ半世紀にわたり研究されてきた。

Schmidt (1959) はガスの体積密度と星形成率の体積密度との間に対数線形関係があることを示唆した。後に Kennicutt (1998) は 61 の典型的な銀河と 36 の爆発的星形成銀河について、銀河円盤で平均したガス面密度 Σ_{gas} と星形成率面密度 Σ_{SFR} との間に成り立つ Schmidt 則を調べた。その結果、Schmidt 則のべきが $N = 1.4 \pm 0.15$ であることを確かめた。この結果を用いると Schmidt 則は次のように記述される：

$$\Sigma_{\text{SFR}} \propto \Sigma_{\text{gas}}^{1.4 \pm 0.15}. \quad (1)$$

この関係は Kennicutt-Schmidt 則（以下、K-S 則）と呼ばれている。

K-S 則の物理的起源を明らかにするために、様々な物理過程を仮定して K-S 則を再現しようとする理論的な研究も盛んに行われている：重力不安定性 (Kravtsov 2003; Li et al. 2005), 分子雲衝突 (Inutsuka et al. 2015), 乱流 (Krumholz & McKee 2005). しかし、K-S 則の物理的起源は未だ明らかになっていない。

最近の観測的研究では空間分解した K-S 則が注目されている。空間分解した研究は銀河円盤で平均した研究よりも直接的に物理的起源に迫ることができる。期待されている。しかしながら、これまで空間分解した K-S 則について複数の報告がされてきたが、

Leroy et al. (2008) などおおよそ線形関係 ($N \sim 1$) であるとする研究もある一方で、Kennicutt et al. (2007); Liu et al. (2011) など非線形関係 ($N > 1$) を主張する研究もあり、未だ傾きについての統一した見解は得られていない。

K-S 則の研究をめぐる課題点として、原子ガス面密度 $\Sigma_{\text{H I}}$ や分子ガス面密度 Σ_{H_2} のトレーサーである 21 cm 輝線や CO 分子輝線の電波観測は非常に時間的コストが高く、マッピングデータが少ないという問題がある。このため空間分解した K-S 則の研究の多くは、わずかな天体を扱ったケーススタディである。また、データのサンプリングやフィッティング方法がべきの大きさに影響を及ぼすため、それぞれのケーススタディを比較して議論できないという問題もある (Bigiel et al. 2008; Calzetti et al. 2012; Rahmani et al. 2016). したがって、空間分解した K-S 則の統計的研究を行う場合には、電波の多天体マッピング観測を行い、統一した手法で解析を行う必要がある。

一方で K-S 則の統計的研究は銀河の星形成活動について多くの示唆を与える。Bigiel et al. (2008) は近傍銀河 18 天体を用いて 750 kpc スケールの K-S 則を調べた。彼らは低密度領域でべきが非常に大きくなることと、高密度領域で相関が強くなることを示した。ただし、彼らは Σ_{H_2} を求める際に $I(2 \rightarrow 1)/I(1 \rightarrow 0)$ を仮定して、CO($J = 2 - 1$) を用いている点に注意しなくてはならない。

本研究では、COMING プロジェクトのデータを用いることでデータの少なさを克服し、 $I(2 \rightarrow 1)/I(1 \rightarrow 0)$ を仮定しない多天体の空間分解した K-S 則を調

べた.

CO Multi-line Imaging of Nearby Galaxies (COMING, Sorai et al. in preparation) は野辺山電波観測所 (以下, NRO) の 45 m 望遠鏡を用いて 2013 年 1 月から 2018 年 4 月までの間におよそ 140 天体の CO 輝線 ($^{12}\text{CO}(J=1-0)$, $^{13}\text{CO}(J=1-0)$, $\text{C}^{18}\text{O}(J=1-0)$) をマッピング観測したプロジェクトである.

本研究は, COMING プロジェクトで観測された銀河について空間分解した K-S 則を調べ, K-S 則の物理的起源に迫ろうとする研究である. サンプル数が多くなったことによって, 銀河スケールの K-S 則と空間分解した K-S 則を同時に取得できるようになったことが, 本研究の大きな特徴である. 本集録では, K-S 則を得るための詳細な手法, 得られた K-S 則の概要と, 結果から考察される銀河の星形成活動について述べる.

2 Method

本節では空間分解した K-S 則を得るために用いたサンプルとデータ, 解析方法について説明する.

2.1 Sample

COMING プロジェクトで観測された天体のうち, 相互作用しておらず, WISE 22 μm , GALEX FUV で観測されている銀河を選んだ. COMING プロジェクトではおよそ 140 天体が観測されており, 全ての天体が WISE によって観測されている. そのうち GALEX FUV で観測されている天体は 98 天体, また, H α のデータがある天体は 46 天体であった. ただしこのとき, WISE 22 μm が銀河中心部に置いて飽和している NGC 2146 はサンプルから外した. 本研究では, 98 天体を用いて分子ガスの K-S 則を調べ, H α のデータがある 46 天体を用いてガス (H α + H $_2$) の K-S 則を調べた.

2.2 Data

2.2.1 COMING CO data

分子ガス面密度 Σ_{H_2} を計算するために, COMING プロジェクトで取得された $^{12}\text{CO}(J=1-0)$ データを用いた. ビームサイズは 17.0 arcsec である.

2.2.2 VLA data

原子ガス面密度 $\Sigma_{\text{H I}}$ を計算するために The HI Nearby Survey プロジェクト (THINGS, Walter et al. (2008)) または VLA アーカイブの 21 cm 輝線のデータを用いた. 本研究のサンプルのうち THINGS のサンプルに含まれている天体は 10 天体であった. THINGS サンプルに含まれていない天体は VLA のアーカイブデータを解析し, 積分強度図を得た.

2.2.3 WISE 22 μm data

ダストに隠された星形成率面密度 $\Sigma_{\text{SFR}_{22}}$ を計算するために Wide-field Infrared Survey Explorer (WISE) 22 μm を用いた. Wright et al. (2010) によると WISE 22 μm の FWHM は 12.0 arcsec であるが, Spitzer 24 μm を FWHM = 12.0 arcsec にコンボリューションした画像に比べて強度が広がって分布していたため, 我々は FWHM として 17.0 arcsec を採用した.

2.2.4 GALEX FUV data

ダストに隠されていない星形成率面密度 $\Sigma_{\text{SFR}_{\text{FUV}}}$ を求めるために, Galaxy Evolution Explorer (GALEX) FUV バンドを用いた. GALEX の FUV バンドは波長領域 1344 – 1786 Å をカバーしており, 有効波長 1538.6 Å における FWHM は 4.2 arcsec である (Morrissey et al. 2007).

2.3 Surface density maps

2.3.1 Gas surface density maps

ガス面密度 Σ_{gas} は分子ガス面密度 Σ_{H_2} と原子ガス面密度 $\Sigma_{\text{H I}}$ の合計である. 我々は, Σ_{H_2} を CO の

積分強度 I_{CO} から求めた. この際, 系内における $I(\text{CO}) - \text{to} - N(\text{H}_2)$ のコンバージョンファクター $X_{\text{CO}}^{\text{Galactic}} = 2.0 \times 10^{20} [\text{cm}^{-2} (\text{km s}^{-1})^{-1}]$ (Strong et al. 1987) を仮定した. 分子ガス面密度は

$$\frac{\Sigma_{\text{H}_2}}{M_{\odot} \text{ pc}^{-2}} = 2.88 \left(\frac{X_{\text{CO}}}{X_{\text{CO}}^{\text{Galactic}}} \right) \left(\frac{I_{\text{CO}}}{\text{K km s}^{-1}} \right) \cos i. \quad (2)$$

ここで, i は銀河の傾斜角度 (inclination angle) を表している.

原子ガス面密度は原子ガス質量を各ピクセルの面積で割ることによって求めた. 原子ガス質量は次の式から求めた.

$$\frac{M_{\text{H I}}}{M_{\odot}} = \frac{S_{\text{H I}}}{\text{Jy km s}^{-1}} \times \left(\frac{D}{\text{Mpc}} \right)^2 \times 2.356 \times 10^5 \quad (3)$$

ここで, D は太陽系からの距離である. i , D は Sorai et al. in preparation の値を採用した.

2.3.2 SFR surface density maps

星形成率面密度 Σ_{SFR} は Casasola et al. (2017) を採用した.

$$\frac{\Sigma_{\text{SFR}_{\text{FUV}}}}{M_{\odot} \text{ yr}^{-1} \text{ kpc}^{-2}} = \frac{I}{\text{MJy sr}^{-1}} \cos i \times 8.1 \times 10^{-2} \times 1.59 \quad (4)$$

$$\frac{\Sigma_{\text{SFR}_{22}}}{M_{\odot} \text{ yr}^{-1} \text{ kpc}^{-2}} = \frac{I}{\text{MJy sr}^{-1}} \cos i \times 3.2 \times 10^{-3} \times 1.59 \quad (5)$$

それぞれの式にかかっている 1.59 は Salpeter (1954) IMF に変換するための係数である.

2.4 Fitting the correlation

プロットには 1 ピクセルが 1 kpc となるようにグリッドを切り直したデータを用いた. Σ_{gas} , Σ_{H_2} , Σ_{SFR} 共に 3σ 以上のデータ点をフィッティングに用いた. フィッティングには ordinary least-squares (OLS, Isobe et al. (1990)) bisector を採用した. フィッティングには以下の式を用いた.

$$\log(\Sigma_{\text{SFR}}) = A + N \times \log(\Sigma_{\text{gas}}). \quad (6)$$

2.5 Non-correlation test

データ点が少ない天体を判別するために, Σ_{gas} または Σ_{H_2} と Σ_{SFR} の無相関検定を行った. p 値の有意水準は 0.05 とし, p 値が 0.05 以下場合に有意な K-S 則であるとした. p 値は相関係数の確率分布の広がりを表している.

2.6 H I saturation threshold

(Bigiel et al. 2008) で H I が飽和する面密度が存在することが報告されている. 我々は H I 飽和面密度を H I の高密度領域 5% の平均値と定義して計算した.

3 Result

3.1 Total gas K-S law

46 天体を解析した結果, 42 天体について有意な K-S 則を得た (図 1). 42 天体の平均した空間分解し

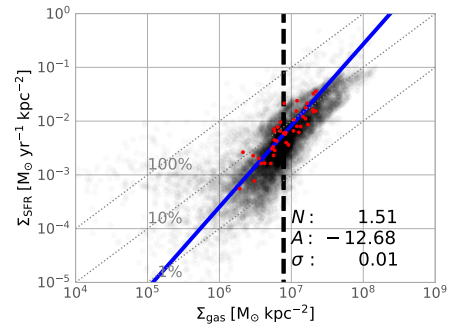


図 1: Stacked total gas K-S law. 黒丸は全ての天体のデータ点を, 赤点は各天体の平均をプロットしている. 垂直に伸びる黒い点線は H I 飽和面密度の平均, 青い実線はグローバルな K-S 則のベストフィット. 斜めの点線は星形成効率一定の線で, 星形成のタイムスケールを 10^8 yr としたときに, 星形成効率 1%, 10%, 100% に相当する.

たガスの K-S 則のべきは $N = 1.4 \pm 0.1$ であり, H I 飽和面密度は $(7.8 \pm 0.6) \times 10^6 M_{\odot} \text{ kpc}^{-2}$ であった. グローバルなガスの K-S 則についても調べたところ, べきは $N = 1.51$ であった.

3.2 Molecular gas K-S law

98 天体を解析した結果, 63 天体について有意な K-S 則を得た (図 2). 63 天体の平均した空間分解した K-S 則のべきは $N = 1.1 \pm 0.1$ であった. グローバルな K-S 則は $N = 1.23$ であった.

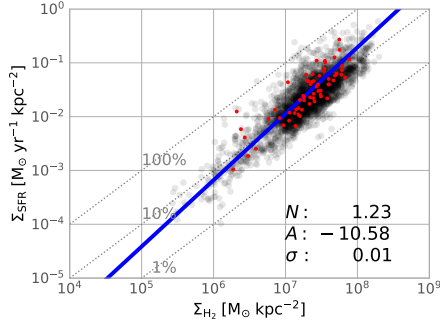


図 2: Stacked molecular gas K-S law.

4 Discussion

4.1 Compare with previous studies

Bigiel et al. (2008) で示された分子ガスの K-S 則のべきや Σ_{HI} の飽和密度と同様の結果を得た. CO の回転遷移に依らず $N \sim 1$ が得られることを示した.

4.2 Global and local K-S law

本研究では空間分解した K-S 則だけでなく, 銀河スケールの K-S 則も得ることができた. 結果で述べた通り, ガス, 分子ガス共に空間分解した K-S 則と銀河スケールの K-S 則のべきは誤差の範囲で一致した. これは銀河スケールの K-S 則の起源が空間分解した K-S 則であることを示唆している.

4.3 Star formation activity

我々の結果は星形成タイムスケール 100 Myr のときおよそ 10%, 10 Myr のときおよそ 1% の効率で星が形成されることを示唆する. 今回の結果からは, 原子ガスが $10^7 \text{ M}_\odot \text{ kpc}^{-2}$ 付近で分子ガスに変換され,

分子ガスが 10 Myr のときおよそ 1% の効率で星を形成していることが考えられる.

Reference

- Bigiel, F., Leroy, A., Walter, F., et al. 2008, *The Astrophysical Journal*, 136, 2846
- Calzetti, D., Liu, G., & Koda, J. 2012, *Astrophysical Journal*, 752, doi:10.1088/0004-637X/752/2/98
- Casasola, V., Cassara, L. P., Bianchi, S., et al. 2017, 18, doi:10.1051/0004-6361/201731020
- Inutsuka, S.-i., Inoue, T., Iwasaki, K., & Hosokawa, T. 2015, 49, 1
- Isobe, T., Fiegelson, A. K., & Babu, G. 1990, *Astrophysical Journal*, 363, 104
- Kennicutt, R. C., Calzetti, D., Walter, F., et al. 2007, 5194, doi:10.1086/522300
- Kennicutt, Jr., R. C. 1998, *The Astrophysical Journal*, 498, 541
- Kravtsov, A. V. 2003, *The Astrophysical Journal*, 590, L1
- Krumholz, M. R., & McKee, C. F. 2005, 250
- Leroy, A. K., Walter, F., Brinks, E., et al. 2008, 2782
- Li, Y., Mac Low, M., & Klessen, R. S. 2005, *The Astrophysical Journal*, 626, 823
- Liu, G., Koda, J., Calzetti, D., Fukuhara, M., & Momose, R. 2011, *Astrophysical Journal*, 735, doi:10.1088/0004-637X/735/1/63
- Morrissey, P., Conrow, T., Barlow, T. A., et al. 2007, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 173, 682
- Rahmani, S., Lianou, S., & Barmby, P. 2016, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 456, 4128
- Salpeter, E. E. 1954, *The Astrophysical Journal*, 121, 161
- Schmidt, M. 1959, *The Astrophysical Journal*, 129, 243
- Strong, A. W., Bloemen, J. B. G. M., Dame, T. M., et al. 1987, *Proceedings of the 20th International Cosmic Ray Conference Moscow*, 1, 125
- Walter, F., Brinks, E., De Blok, W. J., et al. 2008, *Astronomical Journal*, 136, 2563
- Wright, E. L., Eisenhardt, P. R. M., Mainzer, A. K., et al. 2010, *The Astronomical Journal*, 140, 1868

a8

近傍銀河の CO-H₂ 質量変換係数 X_{CO} の観測的研究

保田 敦司 (筑波大学 宇宙観測研究室)

Abstract

本研究では、野辺山 45m 鏡を用いた近傍銀河 CO 複数輝線サーベイプロジェクトである COMING で取得された近傍銀河の $^{12}\text{CO}(J=1-0)$ データを用いて CO-H₂ 質量変換係数 X_{CO} 測定を行った。本研究では X_{CO} を質量面密度に単位変換した α_{CO} として扱った。 α_{CO} 測定には、kpc スケールの空間分解能で X_{CO} 測定が可能な、ダスト面密度と中性水素 HI・ $^{12}\text{CO}(J=1-0)$ から算出したガス面密度の比であるダスト-ガス比 DGR を用いた手法で測定を行った。ダスト面密度分布には KINGFISH の観測データを、HI 面密度分布には VLA のアーカイブデータおよび THINGS の観測データをそれぞれ用いた。COMING 銀河である NGC 2976、NGC 3938、NGC 4579 について測定を行い、NGC 3938 は Milky Way(MW) で報告されている値よりも大きく、NGC 2976 と NGC 4579 は MW よりも小さいことが分かった。

1 背景

水素分子 H₂ は分子雲の中で最も存在量が多い分子であり、系外銀河内における H₂ 量を求めることは銀河形成や星形成過程の解明に不可欠である。しかし、極低温環境下(数十 K)にある分子雲中の H₂ は電波放射ができないため、直接観測は困難である。そこで、H₂ に次いで存在量が多い分子であり、分子雲中の H₂ を広くトレースする一酸化炭素 $^{12}\text{CO}(J=1-0)$ が H₂ 量の測定に用いられる。CO 積分強度と H₂ 柱密度の間に比例関係が知られており、比例係数を CO-H₂ 質量変換係数 X_{CO} と呼ぶ。系外銀河の X_{CO} の値を知ることができれば、CO 積分強度から H₂ 柱密度を推定することが可能となる。しかし、 X_{CO} は分子雲の環境や性質に依存するため、銀河ごとで X_{CO} が異なる。従って、多くの系外銀河の X_{CO} 測定を行い、 X_{CO} の傾向やその他の要因に対する依存性を議論する必要がある。

これまで X_{CO} 測定は主に巨大分子雲 (GMC) スケールで空間分解した分子雲の CO 観測を行い、ビリアル平衡を仮定した分子雲のビリアル質量から X_{CO} を導出していた。Sandstrom et al. (2013) は数 kpc スケールの空間分解能で X_{CO} 測定が可能な、ダスト質量面密度と中性水素 HI・CO から算出したガス質量面密度の比であるダスト-ガス比 (Dust-to-Gas ratio: DGR) を用いた手法で 26 個の近傍銀河での質量面密

度に単位変換した CO-H₂ 質量変換係数 α_{CO} 測定を行った。しかし、測定には $^{12}\text{CO}(J=2-1)$ を用いていたため、銀河内の H₂ 分布を十分にトレースしていたとは言い難い。そこで本研究では、野辺山 45m 鏡を用いた近傍銀河 CO 複数輝線サーベイプロジェクトである COMING(CO Multi-line Imaging of Nearby Galaxies) で取得された多数の近傍銀河の $^{12}\text{CO}(J=1-0)$ データを用いて、Sandstrom et al. (2013) の手法から α_{CO} 測定を行った。ダスト質量面密度は赤外線観測データから Spectral Energy Distribution (SED) fitting を行い、ダスト温度分布を導き、ダスト温度分布からダスト質量面密度分布を算出した。HI はアーカイブデータを用いて HI 質量面密度を算出した。

2 観測データ

本研究では近傍銀河の CO 積分強度、HI 質量面密度、ダスト質量面密度分布を必要とする。CO は COMING の観測データを用いた。HI は干渉計 VLA のアーカイブデータおよび”The HI Nearby Galaxies Survey”(THINGS)(Walter et al. (2008)) の観測データを用いた。ダストは”Key Insights into Nearby Galaxies: A Far-Infrared Survey with Herschel”(KINGFISH)(Kennicutt et al. (2011)) の観測データを用いた。本発表では COMING 銀河であ

る NGC2976、NGC3938、NGC4579 について報告する。

2.1 CO 積分強度

CO は COMING で観測された $^{12}\text{CO}(J=1-0)$ のデータを用いた。CO 積分強度は空間 2 次元+速度 (周波数)1 次元の 3 次元情報を持つ CO スペクトルを速度方向に積分した物理量であり、式 (1) で定義される。 T は CO スペクトル強度を表し、 Δv は 1ch あたりの速度幅 (COMING 銀河は 10km/s) を示す。COMING 銀河の一つである NGC 3938 の CO 積分強度を図 1 に示す。本研究では全速度範囲で積分を行った。また、Sage (1993) の CO 積分強度エラーの計算式 (2) を用いて図 1 の CO エラー分布を作成した。 T_{rms} は CO スペクトルが無い速度範囲で計算された R.M.S、 v_{int} は CO スペクトルの積分速度範囲、 v_{ch} は 1ch あたりの速度幅 (=10km/s) である。

$$I_{\text{CO}} = \sum_i T_i \Delta v \quad [\text{K km/s}] \quad (1)$$

$$\Delta I_{\text{CO}} = T_{\text{rms}} \sqrt{v_{\text{int}} \times v_{\text{ch}}} \quad [\text{K km/s}] \quad (2)$$

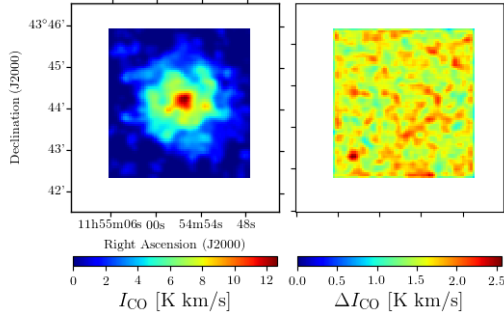


図 1: NGC 3938 の CO 積分強度図 I_{CO} (左) および CO 積分強度エラー分布 ΔI_{CO} (右)。

2.2 HI 質量面密度

HI は質量面密度に変換する必要があるため、式 (1) を用いて HI 積分強度を求めた後に Walter et al.

(2005) より HI 柱密度 N_{HI} に変換し (式 (3))、質量面密度 $M_{\text{HI}}[M_{\odot}\text{pc}^{-2}]$ に変換した。HI 質量面密度のエラー分布は式 (2) から HI 積分強度エラーを求め、式 (3) を用いて質量面密度に変換した。HI 質量面密度分布およびエラー分布を図 2 に示す。

$$N_{\text{HI}} = 1.823 \times 10^{18} \times \sum_i T_i \Delta v \quad [\text{cm}^{-2}] \quad (3)$$

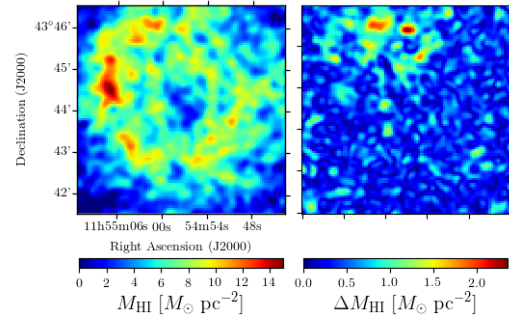


図 2: NGC 3938 の HI 質量面密度 M_{HI} (左) および HI 質量面密度エラー分布 ΔM_{HI} (右)。

2.3 ダスト質量面密度

ダスト質量面密度は SED fitting (Casey, C. M.(2012)) を用いてピクセルごとに導出した。観測から得られた赤外線スペクトル強度に理論的に求めた SED とフィッティングすることで、物理量としてダスト温度を得る。本研究では Casey, C. M.(2012) の SED model である式 (4) を用いた。

$$S(\lambda) = N_{\text{bb}} \frac{(1 - e^{-(\lambda_0/\lambda)^\beta})(\frac{c}{\lambda})^3}{e^{hc/\lambda kT} - 1} + N_{\text{pl}} \lambda^\alpha e^{-(\lambda/\lambda_c)^2} \quad (4)$$

$$N_{\text{pl}} = N_{\text{bb}} \frac{(1 - e^{-(\lambda_0/\lambda)^\beta}) \lambda_c^{-3}}{e^{hc/\lambda_c kT} - 1} \quad (5)$$

$$\lambda_c = \frac{3}{4((b_1 + b_2\alpha)^{-2} + (b_3 + b_4\alpha) \times T)^{-1}} \quad (6)$$

($b_1 = 26.68$, $b_2 = 6.246$, $b_3 = 1.905 \times 10^{-4}$, $b_4 = 7.243 \times 10^{-5}$, $\alpha = 2.0$, $\beta = 1.6$, $\lambda_0 = 200\mu\text{m}$)

観測量は λ であり、 T はダスト温度である。 N_{bb} と T を free parameter として fitting を行い、 T をピクセルごとに導出する。 T と N_{bb} の初期値はそれぞれ 30 、 1×10^{-35} に設定して SED fitting を行った。得られたダスト温度分布を式 (7) に代入することでダスト質量面密度分布を得る。 D_L は luminosity distance、 κ_ν はダスト吸収係数、 B_ν は Planck 関数、 z は赤方偏移である。ダスト質量には用いた赤外線データの中で最も空間分解能が大きい $250\mu\text{m}$ の観測データを用いた。NGC 3938 のダスト質量面密度分布を図 3 に示す。

$$M_{\text{dust}} = \frac{S_\nu D_L}{\kappa_\nu B_\nu(T)(1+z)} \quad (7)$$

$$\Delta M_{\text{dust}} = \sqrt{\Delta T \left(\frac{\partial M_{\text{dust}}}{\partial T} \right)^2 + \Delta S_{250\mu\text{m}} \left(\frac{\partial M_{\text{dust}}}{\partial S_\nu} \right)^2} \quad (8)$$

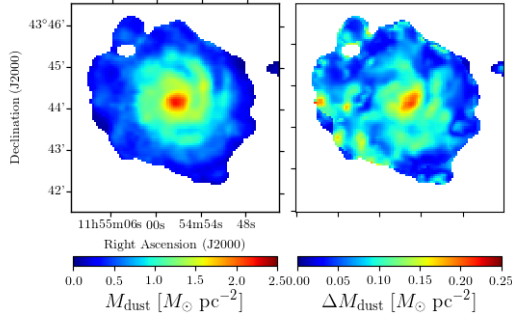


図 3: NGC 3938 のダスト質量面密度 M_{dust} (左) およびダスト質量面密度エラー分布 ΔM_{dust} (右)。

2.4 空間分解能

CO、HI、Dust マップは全て空間分解能が異なる。本研究では CASA (Common Astronomy Software Applications) を用いて 3 つのマップの空間分解能 (grid size, beam size, and beam position angle (pa))

とピクセルごとの座標を揃えた。CASA 処理後の銀河毎の空間分解能を表 1 に示す。

target	grid size	beam size	pa
NGC 2976	1.5"	17.6" × 17.6"	0°
NGC 3938	3"	18.8" × 18.2"	83°
NGC 4579	3"	17.6" × 17.6"	0°

3 方法

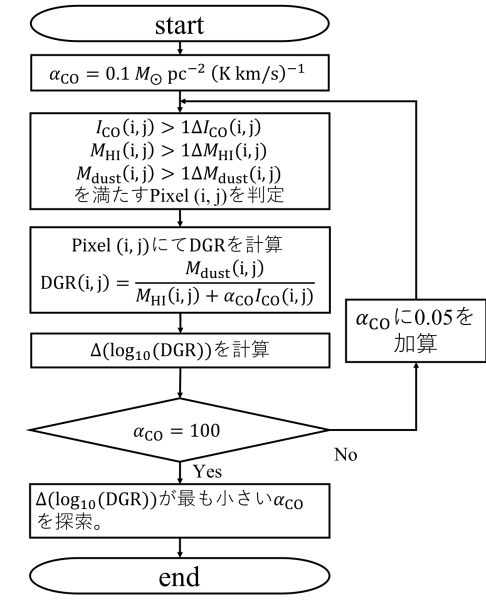


図 4: α_{CO} 測定フローチャート。

Sandstrom et al. (2013) では、銀河内のダスト、ガスの間にある線形関係 dust-to-gas ratio (DGR) (9) および、「DGR は銀河全体で一定である」という仮定を立てている。

$$\text{DGR} = \frac{\Sigma_{\text{dust}}}{\Sigma_{\text{HI}} + \Sigma_{\text{H}_2} (= \alpha_{\text{CO}} I_{\text{CO}})} \quad (9)$$

Σ_{dust} 、 Σ_{HI} 、 Σ_{H_2} はダスト質量面密度、HI 質量面密度、 H_2 質量面密度を表し、 α_{CO} 、 I_{CO} はそれぞれ質量面密度に単位変換した CO- H_2 質量変換係数 (Milky

Way: $\alpha_{\text{CO}} = 4.35 M_{\odot} \text{pc}^{-2} (\text{K km/s})^{-1}$ 、CO 積分強度を表す。また、 H_2 質量面密度と CO 積分強度の間には $\Sigma_{\text{H}_2} = \alpha_{\text{CO}} I_{\text{CO}}$ の関係がある。ここで観測量は Σ_{dust} 、 Σ_{HI} 、 I_{CO} であり、未知数は DGR と α_{CO} である。この手法では任意の α_{CO} で銀河全体の DGR を計算し、「DGR は銀河全体で一定である」という仮定が最も成立する、DGR のばらつきが最も小さい α_{CO} をその銀河における best α_{CO} とする。

本研究における α_{CO} 測定のフローチャートを図 4 に示す。フロー中の $\Delta(\log_{10}(\text{DGR}))$ は $\log_{10}(\text{DGR})$ の標準偏差を計算している。上記のフローに従って、図 1, 2, 3 を用いて α_{CO} 測定を行った。

4 結果

NGC3938 における α_{CO} 測定結果および best α_{CO} 時における DGR 分布を図 5, 6 に示す。同様の測定を NGC 2976、NGC 4579 についても行い、それぞれの α_{CO} 測定結果を表 2 に示す。

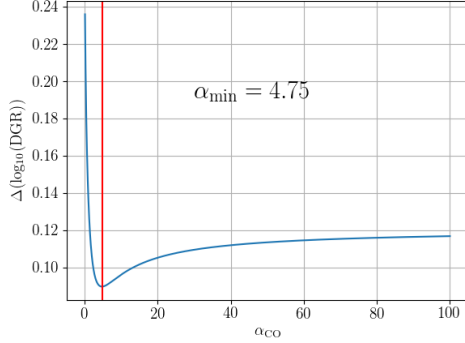


図 5: NGC 3938 における α_{CO} 測定結果。赤線は $\Delta(\log_{10}(\text{DGR}))$ が最小となる α_{CO} の位置を表す。

表 2: 本研究における α_{CO} 測定結果。

target	best α_{CO}	Ave.DGR (best α_{CO})
NGC 2976	2.30	0.001
NGC 3938	4.75	0.038
NGC 4579	2.90	0.110
Milky Way	4.35	-

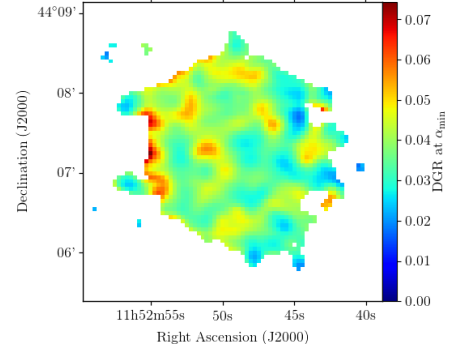


図 6: NGC 3938 における best $\alpha_{\text{CO}} = 4.75$ での DGR 分布図。

5 議論

表 2 より、NGC 3938 は Milky Way(MW) で報告されている値よりも大きく、NGC 2976、NGC 4579 は MW よりも小さいことが分かった。Sandstrom et al. (2013) では NGC 2976、NGC 3938 について測定し、MW の値と比べた大小関係の傾向は本研究と同様の結果であった。一方で、本研究では best α_{CO} のエラー評価を行っていない。エラー要因として、図 1, 2, 3 のエラー分布や、SED fitting の際に Casey, C. M. (2012) では α, β も free parameter として考慮しているが、本研究では固定値としている点が挙げられる。今後はこれらの要因を考慮して best α_{CO} のエラー評価を行う必要がある。また、Sandstrom et al. (2013) は α_{CO} と金属量との相関について議論している。COMING 銀河の中には Sandstrom et al. (2013) の対象と重複している銀河が複数あるため、今後はサンプル数を増やして金属量との相関を行う他、Sandstrom et al. (2013) との比較も行う。

Reference

- Sandstrom, K. M. et al., 2013, ApJ 777:5.
Walter, F. et al., 2008, ApJ 136.
Kennicutt, R. C. et al., 2011, PASP 123.
Sage, L. J., 1993, A&AS 100.
Casey, C. M., 2012, MNRAS, 425.

a9

銀河の金属量を考慮した CO-H₂ 変換係数と星形成効率

柴田 修吾 (北海道大学大学院 宇宙物理学研究室)

Abstract

低金属量な銀河は、星形成率面密度と H₂ ガス面密度の関係 (Schmidt-Kennicutt 関係) から外れて星形成効率が大きくなっている。CO の観測から H₂ ガスの面密度を導出する際に用いられる CO-H₂ 変換係数は金属量に依存し、晩期型銀河のような低金属量の銀河では CO-H₂ 変換係数が大きくなることが知られている。そのため、低金属量の銀河に対して天の川銀河と同じ CO-H₂ 変換係数を使用すると、H₂ ガス面密度を過小評価して、星形成効率を過大評価してしまう可能性がある。本研究では、CO 輝線によるマッピング観測サーベイの COMING プロジェクトで得られた 90 個の近傍銀河のデータを用いて、金属量を考慮した CO-H₂ 変換係数を使用した場合の星形成率面密度と H₂ ガス面密度の関係を調査した。その結果、全ての銀河に天の川での CO-H₂ 変換係数を使用した場合には先行研究と同様に、低金属量な銀河で星形成効率が高くなる傾向が得られた。一方金属量を考慮した CO-H₂ 変換係数を使用した場合、低金属量な銀河では星形成効率が小さくなり、CO-H₂ 変換係数が一定の場合と逆の傾向が得られた。

1 Introduction

銀河の星形成率面密度 (Σ_{SFR}) と H₂ ガス面密度 (Σ_{H_2}) の間にはべき乗の相関関係 (Schmidt-Kennicutt 関係; K-S 則) が存在することが知られており、近年では高分解能の観測により空間分解された Schmidt-Kennicutt 関係の研究も進んでいる。その一方で低金属量の矮小銀河では Schmidt-Kennicutt 関係から外れて星形成効率 (SFE) が大きくなることが知られている。ここで星形成効率は以下で定義される。

$$\text{SFE} (\text{yr}^{-1}) = \frac{\text{SFR} (M_{\odot} \text{ yr}^{-1})}{M_{\text{H}_2} (M_{\odot})} \quad (1)$$

例えば、Leroy et al. (2006) は不規則銀河 IC 10 では他の銀河の観測によって得られた Schmidt-Kennicutt 関係から大きく外れ、星形成効率が大きくなっていることを報告している。しかし、彼らの研究では CO の観測から H₂ ガス面密度を導出する際に用いる CO-H₂ 変換係数 (X_{CO}) が天の川のもので変わらないと仮定している点に注意する必要がある。

星形成は主に低温の分子雲で行われるが、このような環境では分子雲の主成分である H₂ ガスからの放射が期待できない。そこで比較的存在量が多く、低温でも強い放射をする ¹²C¹⁶O ($J = 1 - 0$) (以降 CO)

の輝線が分子雲での H₂ ガスのトレーサーとして用いられている。観測される CO の積分強度 (I_{CO}) と H₂ ガスの柱密度 ($N(\text{H}_2)$) には、

$$\frac{N(\text{H}_2)}{\text{cm}^{-2}} = \frac{X_{\text{CO}}}{\text{cm}^{-2} (\text{K km s}^{-1})^{-1}} \frac{I_{\text{CO}}}{\text{K km s}^{-1}} \quad (2)$$

の関係がある。ここで、天の川での CO-H₂ 変換係数は $X_{\text{CO}}(\text{MW}) = 2.0 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2} (\text{K km s}^{-1})^{-1}$ とする。CO-H₂ 変換係数はその環境の物理状態によって変化することが考えられていて、その一つの要因が金属量である。矮小銀河のように低金属量な環境では CO-H₂ 変換係数が大きくなることが知られている (e.g., Wilson 1995, Arimoto et al. 1996)。これは低金属量な銀河ではダスト量が少ないことに起因する。ダストが少ない環境では高エネルギーな宇宙線や紫外線が分子雲内部まで侵入しやすくなる。CO は H₂ に比べ光解離しやすいためこれらの存在比が変化する、すなわち CO-H₂ 変換係数が金属量に依存すると考えられている。

低金属量な銀河で天の川と同じ CO-H₂ 変換係数を用いて Schmidt-Kennicutt 関係を見た場合、H₂ ガス面密度を過小評価して、星形成効率を過大評価してしまう可能性があることに注意しなければならない。例えば、Leroy et al. (2013) は H α と 24 μm から求めた星形成率と HERACLES (Leroy et al. 2009) の

$^{12}\text{C}^{16}\text{O}(J = 2 - 1)$ から求めた H_2 ガス面密度の関係を示した (図 1)。その結果、全ての銀河で一律の CO-H_2 変換係数を使用した場合、低金属量な銀河の星形成効率が大きくなると報告している。

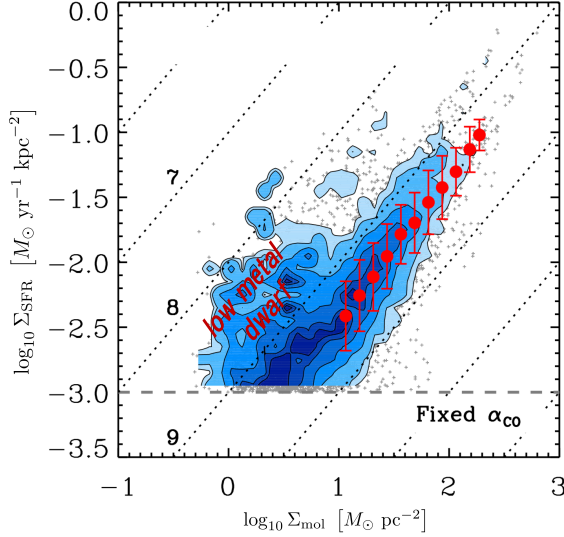


図 1: Leroy et al. (2013) Figure 1 を引用・編集。各点は銀河の空間分解した点を表す。 Σ_{SFR} と Σ_{mol} の関係を見ると低金属量な銀河で星形成効率が大きくなっている。

2 Observations and Data

本研究は国立天文台野辺山宇宙電波観測所 (NRO)45-m 電波望遠鏡のレガシープロジェクト COMING (CO Multi-line Imaging of Nearby Galaxies) で得られた 90 個の近傍銀河の CO のデータを使用している。COMING は NRO45-m 電波望遠鏡に搭載されている FOREST 受信機を用いて、近傍銀河を $^{12}\text{C}^{16}\text{O}(J = 1 - 0)$ 、 $^{13}\text{C}^{16}\text{O}(J = 1 - 0)$ 、 $^{12}\text{C}^{18}\text{O}(J = 1 - 0)$ の 3 輝線でマッピング観測するプロジェクトである。COMING プロジェクトは 2018 年 4 月までに 140 個を超える近傍銀河の CO マッピング観測を完了していて、そのサンプル数は同様のサーベイ観測と比べて最大である。観測データの解析には COMING チームが開発した自動データリダクションシステム (講演 [観測 c12 あ] を参照) が使用されている。

星形成率の導出には、GALEX の FUV と WISE の $22\ \mu\text{m}$ のアーカイブデータを使用した。これらのデータを COMING のデータと比較するため空間分解能 $17\ \text{arcsec}$ に convolution したものを使用する。

3 Methods

3.1 銀河の金属量の導出

銀河の金属量 ($12 + \log(\text{O}/\text{H})$) は B バンドの絶対等級 (M_B) から求めた。(Melbourne & Salzer 2002)

$$12 + \log(\text{O}/\text{H}) = 4.059 - 0.240M_B \quad (3)$$

ここで、B バンドの絶対等級 (M_B) は見かけの等級 (SIMBAD を参照) と系内減光量 (NED を参照) を使用して求めた。本研究で使った 90 個の近傍銀河の金属量の分布を図 2 に示す。

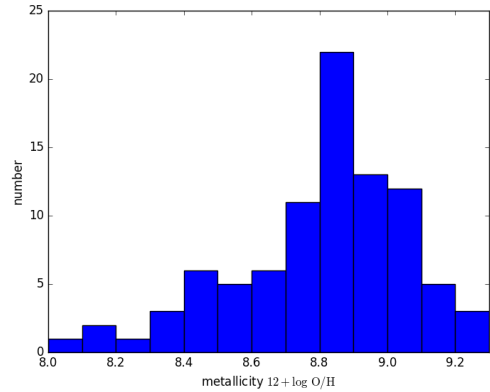


図 2: 本研究に用いた 90 個の銀河の金属量のヒストグラム。銀河の金属量は式 (3) を使用し B バンドの絶対等級から求めた。

3.2 金属量と CO-H_2 変換係数

Arimoto et al. (1996) は金属量依存した CO-H_2 変換係数 ($X_{\text{CO}}(\text{metal})$) と金属量の関係は、

$$X_{\text{CO}}(\text{metal}) = 10^{9.30 - 1.0(12 + \log \text{O}/\text{H})} \times 10^{20} \text{ cm}^{-2} (\text{K km s}^{-1})^{-1} \quad (4)$$

で表されることを報告している (図 3)。

本研究では天の川の CO-H₂ 変換係数 ($X_{\text{CO}}(\text{MW})$) と金属量依存させた CO-H₂ 変換係数 ($X_{\text{CO}}(\text{metal})$) の両者を式 (2) に代入することにより、金属量依存の有無による Schmidt-Kennicutt 関係の変化を調べた。

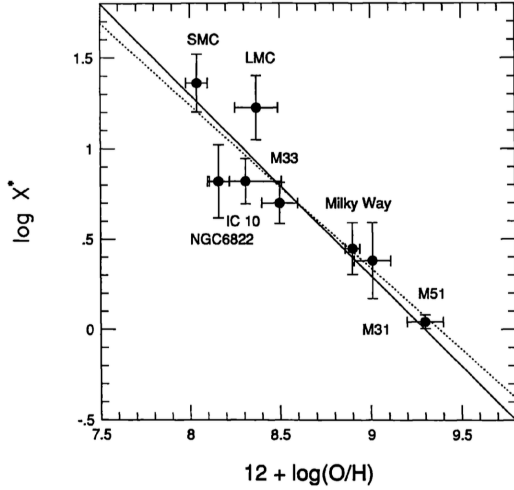


図 3: CO-H₂ 変換係数と金属量 ($12 + \log(\text{O}/\text{H})$) の関係。低金属量な銀河では CO-H₂ 変換係数が大きくなることが確認できる。(Arimoto et al. 1996 より引用)

4 Results & Discussion

4.1 $X_{\text{CO}}(\text{MW})$ の場合

全ての銀河に天の川の CO-H₂ 変換係数を使用した場合の結果を図 4 に示す。銀河の金属量に応じてプロットの色を変化させていて、低金属量な銀河では星形成効率が大きくなっていることが分かる。これは Leroy et al. (2013)(図 1) で得られた結果と同様の傾向を示している。

4.2 $X_{\text{CO}}(\text{metal})$ の場合

銀河の金属量に依存させた CO-H₂ 変換係数を使用した場合の結果を図 5 に示す。最も金属量の小さい

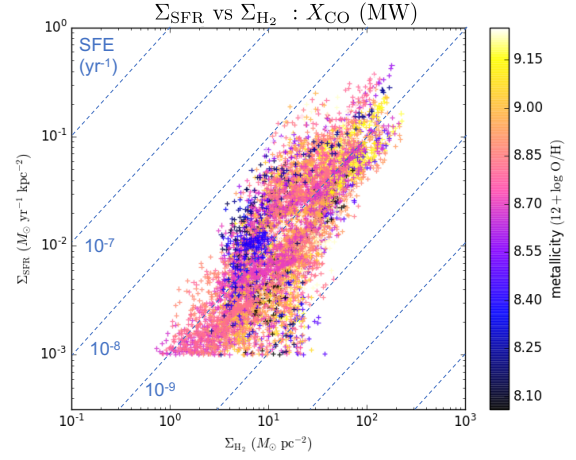


図 4: $X_{\text{CO}}(\text{MW})$ を使用した場合の Σ_{SFR} と Σ_{H_2} の関係。各点の色は銀河の金属量 ($12 + \log \text{O}/\text{H}$) に対応している。図 1 の結果と同じように低金属量な銀河の星形成効率が大きくなっている。

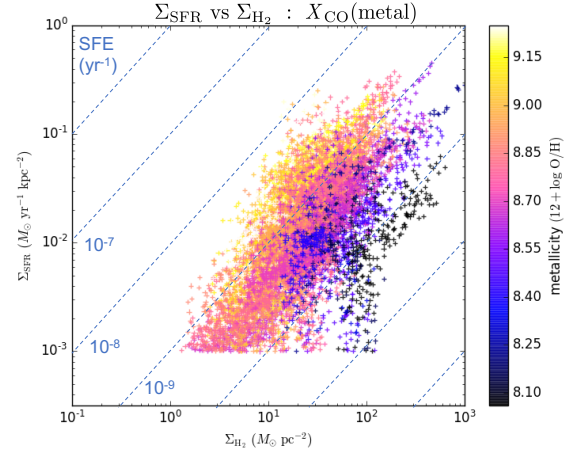


図 5: $X_{\text{CO}}(\text{metal})$ を使用した場合の Σ_{SFR} と Σ_{H_2} の関係。低金属量な銀河で星形成効率が小さくなる傾向が見られる。

銀河 ($12 + \log \text{O}/\text{H} = 8.06$) で $X_{\text{CO}}(\text{metal}) = 18 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2} (\text{K km s}^{-1})^{-1}$ となった。CO-H₂ 変換係数を変化させることで $X_{\text{CO}}(\text{MW})$ の場合とは反対に、低金属量な銀河の星形成効率が小さくなる傾向が見られた。確認のため、Wilson. (1995) で示されている金属量依存の CO-H₂ 変換係数を使用しても Arimoto et al. (1996) の $X_{\text{CO}}(\text{metal})$ と同様の結果が得られた。

しかし、この結果の扱いには注意しなければならない。本研究は銀河の金属量が銀河全面で一様であるという仮定のもと行なっているが、銀河内での金属量は一様でないことが分かっている。例えば、動径方向の金属量勾配があることが知られている (e.g., Arimoto et al. 1996)。そのため、銀河内の金属量の分布を考慮した、詳細な CO-H₂ 変換係数の変化と星形成効率の関係を調べる研究が必要と考えられる。

5 Conclusion

本研究では金属量による CO-H₂ 変換係数の変化が星形成効率に与える影響を近傍銀河で調査した。金属量依存させなかった (全ての銀河で $X_{\text{CO}}(\text{MW})$ を使用した) 場合、低金属量な銀河での星形成効率が大きくなることが確認できた。一方、銀河内の金属量が全体で一様という仮定のもとで、B バンドの絶対等級から得られた金属量とそれによって決められる CO-H₂ 変換係数 ($X_{\text{CO}}(\text{metal})$) を使用した場合には星形成効率が低金属量な銀河で小さくなる傾向が見られた。

Reference

- Arimoto, N., Sofue, Y., & Tsujimoto, T., 1996, PASJ, 48, 275
- Bolatto, A. D., Wolfire, M., & Leroy, A. K., 2013, ARA&A, 41, 207
- Leroy, A. K., Bolatto, A., Walter, F. & Blitz L., 2006, ApJ, 643, 825
- Leroy, A. K., et al., 2009, AJ, 137, 4670
- Leroy, A. K. et al., 2013, AJ, 146, 19
- Melbourne, J., & Salzer, J. J., 2002 AJ, 123, 2302
- Wilson, C. D., 1995, ApJ, 448, 97

a10

COSMOS 領域のバースト的な星形成を起こしている銀河の 定量的指標による形態解析

樋本一晴 (愛媛大学大学院 理工学研究科)

Abstract

宇宙の階層的構造形成において、銀河は重力相互作用により合体を繰り返して進化してきた。銀河の合体が起こると、形態に大きな変化を生じさせると共に、バースト的な星形成活動を誘発すると考えられている。これまでに我々は、比較的古い星の多い銀河においてバースト的な星形成が起こると、静止系 B-V カラーがある程度赤く、U-B カラーが青くなることを利用して、COSMOS 領域の $z = 0.2 - 1.0$, $M_V < -20(\text{mag})$ の銀河に対して、静止系 3400, 4200, 5200 Å の 2 色図上で、バースト的な星形成を起こしている銀河を選出し、その存在割合が赤方偏移が現在から 1 に近づくにつれ、急激に増加することを発見した。しかし、このバースト的な星形成活動が何に起因しているのかについては明らかにされていない。本研究では、バースト的な星形成活動の原因として銀河どうしの相互作用/合体がどの程度寄与しているのかを調べるために、上記の 2 色図上で分類された銀河のうち、ハッブル宇宙望遠鏡の I_{F814W} バンドデータが静止系 B バンド帯に相当する $z = 0.7 - 0.9$ の 8,231 天体に対して、我々が考案した中心表面輝度比の指標と既存の指標を組み合わせた形態解析を行った。その結果、バースト的な星形成を起こしている銀河は、通常の星形成銀河と比べて、非対称で複数部分に分かれた形態の銀河の割合が有意に高く、これらのバースト的な星形成活動の多くには銀河の相互作用/合体が寄与していることが示唆された。一方で、強いバルマーブレークを利用して同じ 2 色上で分類された星形成活動が急激に止まりつつある状態の銀河は、通常の星形成銀河の形態と区別がつかないことから、その多くは相互作用/合体によるバースト的な星形成を起こした後の状態ではなく、通常の星形成銀河が急に星形成を止めた状態である可能性がある。

1 Introduction

宇宙の星形成率密度は $z \simeq 2$ をピークに時間に対して滑らかに変化する (Madau & Dickinson 2014)。しかし、個々の銀河の星形成史について考えると、(1) 銀河へのガスの降着が滑らかに起こっているとは限らない、(2) SuperNova フィードバックや Active Galactic Nuclei フィードバックなどによる星形成活動の抑制、(3) 銀河合体や銀河団との遭遇による星形成活動の誘発、などにより個々の銀河は様々な星形成史をもつと考えられる。銀河の星形成史の情報はスペクトルエネルギー分布 (Spectral Energy Distribution: SED) によく反映されるが、1 つの銀河について古い時代の星形成史の情報を短いタイムスケールで詳細に得ることは難しい。これは、観測時からあまり遡らない時代の銀河の星形成史の情報は SED によく反映されるが、観測時から時間を大きく遡った時代の銀河の星形成史の情報は SED にあまり反映されないためである。そこで、観測時に近い銀河の星形成史を、それぞれの赤方偏移で個々に調べることで、統計的に銀河の星形成史の赤方偏移進化を知ることができる。

我々の研究室では、以下の星形成史をもつ銀河の特徴 (図 1) を用いて、COSMic evolution Survey (COSMOS) 領域の測光赤方偏移 $z = 0.2 - 1.0$, V

バンドの絶対等級 $M_V < -20(\text{mag})$ の銀河に対して、静止系 3400, 4200, 5200 Å の 2 色図 (図 2) から異なる星形成史をもつ銀河を分類した。

- Old + Bursty SF 銀河：比較的古い星の多い銀河においてバースト的な星形成が起こった銀河 → 新しく作られた O, B 型星の放射により、静止系 B-V カラーがある程度赤く、U-B カラーが青くなる。
- Continuous SF 銀河：継続的に星形成活動を行っている銀河 → 静止系 B-V カラー、U-B カラー共にある程度赤い。
- Passive 銀河：星形成活動をあまりしていない銀河 → 星形成活動をしている銀河に比べ、静止系 B-V カラー、U-B カラー共に赤い。
- Post-starburst 銀河：星形成活動が急激に止まりつつある状態の銀河 → 強いバルマーブレークを示す A 型星からの放射が支配的になることで、静止系 B-V カラーがある程度赤く、U-B カラーが赤くなる。

分類した異なる星形成史をもつ銀河に対して、その存在割合の赤方偏移進化を調べた結果、Old + Bursty SF 銀河と Post-starburst 銀河は赤方偏移が現在か

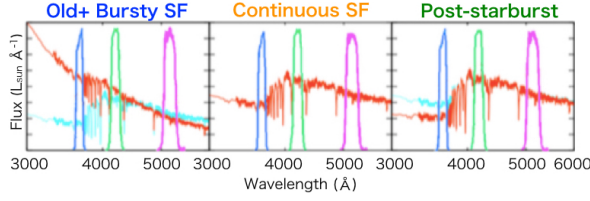


図 1: 異なる星形成史をもつ銀河の SED

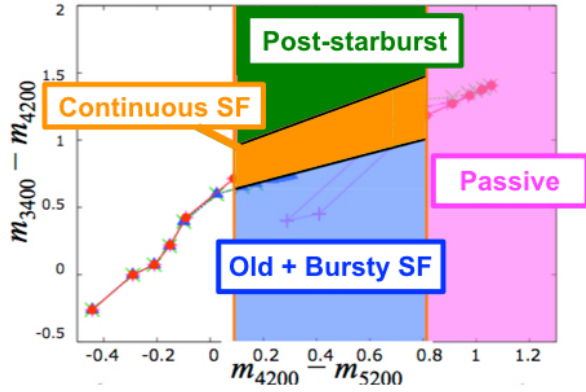


図 2: 2 色図上での分類

ら 1 に近くにつれて、存在割合が上昇することがわかった。(図 3)

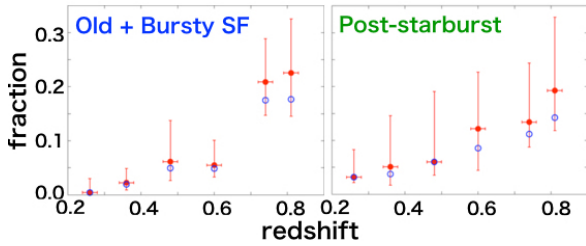


図 3: 各赤方偏移における Old + Bursty SF 銀河と Post-starburst 銀河の存在割合

しかし、これらの銀河の星形成活動の起源については明らかにされていない。本研究では、バースト的な星形成活動の原因として、銀河どうしの相互作用/合体がどの程度寄与しているのかを調べるために、定量的指標を用いて形態解析を行い、銀河の形態と星形成活動の関係について調べた。

2 Data

用いたデータは、COSMOS プロジェクトで得られたデータ (COSMOS photometric catalog ver.2012) である (Scoville et al. 2007)。COSMOS プロジェクトでは、2 平方度の天域を、ハッブル宇宙望遠鏡 (Hubble Space Telescope : HST) の掃天観測用高性能カメラ (Advanced Camera for Surveys : ACS) や、すばる望遠鏡の主焦点広視野カメラ Suprime-Cam などを用いて、可視光帯全域に及ぶ撮像観測を

行っている。解析に用いたのは、すばる望遠鏡 i' バンドデータ (中心波長 $7641\text{\AA}$, 3σ 限界等級= $25.3(\text{AB-mag})$, pixel scale と PSF はそれぞれ $0''.202\text{ pixel}^{-1}$ と $1''.15$) (Taniguchi et al. 2007) と HST/ACS の I_{F814W} バンドデータ (5σ 限界等級= $27.2(\text{ABmag})$, pixel scale と PSF はそれぞれ $0''.03\text{ pixel}^{-1}$ と $0''.09$) (Scoville et al. 2007; Koekemoer et al. 2007) の画像である。測光赤方偏移 z 、V バンドの絶対等級 M_V は、31 バンド測光データの SED fitting によって推定された (Ilbert et al. 2009) データを用いた。上記の 2 色図で選択した天体のうち、形態解析に使用する天体は以下の条件を満たすものを選択した。

- 測光赤方偏移 $z = 0.7 - 0.9$ の範囲内の天体
→ 形態解析は HST/ACS の I_{F814W} を用いるので、静止系波長を概ね B バンド帯に揃えるため
- $M_V < -20(\text{mag})$ の天体
→ 形態解析に必要な程度の明るさをもつ
- 解析の対象天体に影響を与えるような明るい天体が近くに存在しない

結果として、8,231 天体を解析に使用した。異なる星形成史をもつ銀河のそれぞれの天体数を表 1 に示す。

表 1 異なる星形成史をもつ銀河の天体数

銀河種族	天体数
Old + Bursty SF	1,333
Continuous SF	5,040
Passive	1,631
Post-starburst	227
合計	8,231

3 Analysis

SEExtractor を用いてすばる望遠鏡 i' バンドデータにおける解析範囲を設定し、その解析範囲を対応させた HST/ACS I バンドデータに対して、以下の 2 つの形態指標の値を求めた。

3.1 非対称度 (Asymmetry : A)

非対称度 (Abraham et al. 1996; Conselice 2003) は銀河の回転対称性を定量化した指標である。銀河のある座標に対して、180 度回転した銀河の画像と、もとの画像との差の絶対値を全フラックスで割り、それを 1/2 倍したもので定義される。

$$A \equiv \frac{1}{2} \frac{\sum |I_{ij} - I_{ij}^R| - b}{\sum I_{ij}} \quad (1)$$

b はバックグラウンドの揺らぎによる見かけ上の非対称性を補正する項で、

$$b \equiv \Sigma |b_{ij} - b_{ij}^R| \quad (2)$$

非対称度の値は、最もその値が低い座標で導出された値を採用し、その時の座標を中心とする

合体している銀河は、合体していない銀河と比べて、非対称で乱れた形態をしている (Mihos & Hernquist 1996; Conselice 2003)。そのため非常に高い非対称性を示す銀河は相互作用/合体している銀河であると推定される。

3.2 中心表面輝度比 (Central Surface Brightness ratio : CSB)

銀河の合体は、2つ以上の銀河が1つの銀河にまとまる現象のため、相互作用/合体中の銀河は表面輝度の明るい部分が2つ以上に分かれた形態をしている可能性が高い。これまで、1つの銀河内で、銀河の明るい部分が1つにまとまっているのか2つ以上に分かれているのかを区別する方法は存在したが、2つ以上の銀河が相互作用/合体している銀河に対して、明るい部分が1つにまとまっているのか2つ以上に分かれているのかを直接的に区別する方法はあまり提案されてこなかった。そこで、我々は合体銀河をより精度よく判別するために、中心表面輝度比 (Central Surface Brightness ratio; CSB) を導入した。CSB の定義は、輝度分布重心の表面輝度の値 I_G と、上位 20% の表面輝度の平均値 $\langle I_{20\%} \rangle$ との比をとったものであり、次式で表される。

$$CSB \equiv \frac{I_G}{\langle \sum_i^{20\%} I_i \rangle} \quad (3)$$

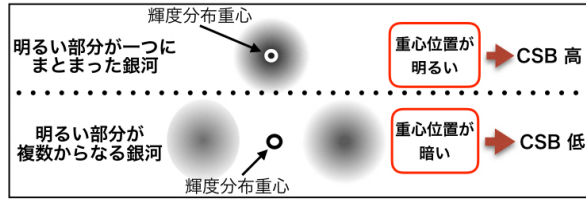


図 4: CSB が示す特徴

銀河の明るい部分が一つにまとまった銀河の場合 (図 4 上)、輝度分布重心の明るさ I_G は上位 20% の明るさの平均値 $\langle I_{20\%} \rangle$ と同程度の明るさのため $CSB \simeq 1$ となるが、銀河の明るい部分が複数からなる銀河の場合では (図 4 下)、 $I_{20\%}$ に比べて I_G は小さいため CSB の値は小さくなる。これにより銀河の明るい部分が一つにまとまった銀河なのか複数からなる銀河なのかを区別することができ、合体銀河を選出できると期待できる。

4 Results

4.1 $\log A - \log(CSB)$ 上に分布する銀河の形態

A と CSB の値を計算し対応する銀河の形態と分布図を図 5 に示した。

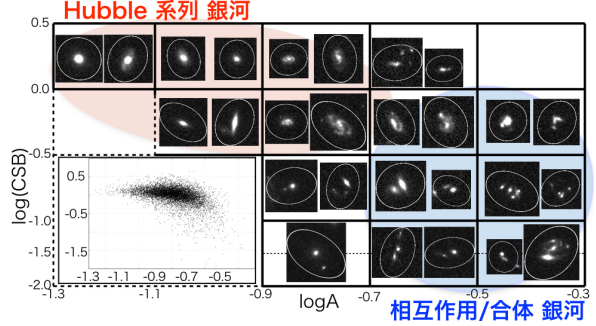


図 5: それぞれの $\log A, \log(CSB)$ の値を持つ代表的な銀河の形態の画像

低い CSB , 高い A の値をもつ銀河は、非対称で表面輝度の明るい部分が2つ以上に分かれている形態をした銀河が多い。一方、高い CSB の値をもつ銀河は、明るい部分が1つにまとまった形態をした銀河が多いことがわかった。

4.2 $\log A - \log(CSB)$ 上に分布する銀河の形態

異なる星形成史をもつ銀河ごとに $\log A - \log(CSB)$ の分布を調べ、相互作用/合体している銀河と Hubble 系列にのるような銀河の区別を、直線 $\log(CSB) = 5.0 \times \log A + 3.5$ で行なった (図 6)。この直線よりも右下に分布した銀河を相互作用/合体銀河とし、左上に分布した銀河を Hubble 系列銀河とした。

その結果、Old + Bursty SF 銀河において、低い CSB , 高い A の値をもつ銀河の割合が有意に高く、相互作用/合体している銀河と判定される銀河が、他の星形成史をもつ銀河よりも多いことがわかった。一方、Post-starburst 銀河は Continuous SF 銀河に比べて低い CSB , 高い A の値をもつ銀河の割合が少し高いが、分布は似た分布をとることから、その多くは Hubble 系列にのるような銀河であることがわかった。また、Passive 銀河は高い CSB , 低い A の値をもつ銀河の割合が高く、Hubble 系列にのるような銀河の中でもより対称性の高い銀河の割合が高いことがわかった。

5 Discussion

Old + Bursty SF 銀河は、その半分以上が相互作用/合体している銀河と判定され、他の星形成史をもつ

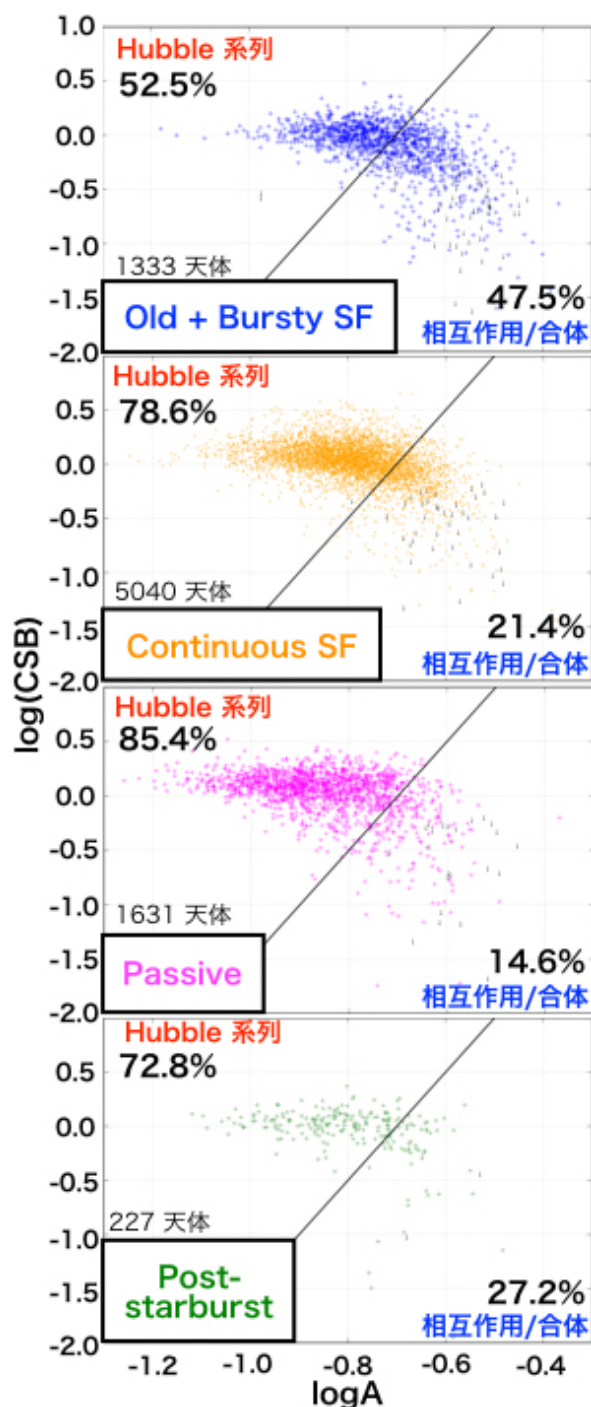


図 6: 異なる星形成史をもつ銀河の $\log A - \log(CSB)$ 図上の分布。直線は $\log(CSB) = 5.0 \times \log A + 3.5$ 。

銀河と比べて、相互作用/合体している銀河の割合が高かった。このことから、Old + Bursty SF 銀河のバースト的な星形成活動には銀河の相互作用/合体が大きく寄与していることが示唆される。

しかし、Old + Bursty SF 銀河の中でも Hubble 系列にのるような銀河が存在する。これらの銀河は、バースト的な星形成活動をしているが、相互作用/合体銀河ではないことから、(1) バースト的な星形成活動は相互作用/合体以外の別のメカニズムによって引き起こされている。(2) 本当は相互作用/合体している銀河であるが、表面輝度の明るい部分がそれぞれ重なり合っていて 1 つに見え、相互作用/合体銀河として判定されなかった。(3) バースト的な星形成活動は相互作用/合体で引き起こされたが、バースト的な星形成活動が収束する前に、形態の乱れが落ち着いた。などの可能性がある。

一方で、ほとんどの Post-starburst 銀河が Hubble 系列にのるような形態の銀河であることから、Post-starburst 銀河は、(1) 通常の星形成銀河が突然星形成活動をやめた状態の銀河である。(2) 相互作用/合体で引き起こされた星形成活動が急激に減衰する前に、形態の乱れが落ち着いた銀河である。などの可能性がある。

6 Future Work

筆者は銀河の合体現象が銀河進化に与える影響を解明するために、合体銀河の進行段階における星形成活動の推移を調べることを考えている。そこで、様々な合体のパラメータを持つ銀河合体のシミュレーションデータを疑似観測し、それぞれの合体の進行段階において、これまでに開発した CSB などの指標の値がどのように変化するかを調べる。これにより合体の進行段階とその指標の値との関係を見出し、実際の観測データから合体銀河のサンプル構築を目指す。

Reference

- Abraham et al. 1996, MNRAS, 279, L47
- Conselice et al. 2003, ApJS, 147, 1
- Ilbert et al. 2009, ApJ, 690, 1236
- Koekemoer et al. 2007, ApJS, 172, 196
- Lotz et al. 2004, ApJ, 128, 163
- Madau & Dickinson 2014, ARA&A 52, 415
- Mihos & Hernquist 1996, ApJ, 464, 641
- Scoville et al. 2007, ApJS, 172, 1
- Taniguchi et al. 2007, ApJS, 172, 9

all

10 万個の SDSS スペクトルで探るアウトフロー・銀河関係

菅原悠馬 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

活発な星形成銀河では、恒星風や超新星爆発からのエネルギーや運動量により星間ガスが加速され、銀河スケールのアウトフローが生じる。アウトフローは星形成を抑制し、銀河の進化を制御する役割を果たすと考えられている。過去の観測的研究において、中性ガスや電離ガスの金属吸収線から推定されたアウトフロー速度は、星形成率 (SFR)、星質量 (M_*)、星形成率面密度 (Σ_{SFR}) と正の相関があることが示されている。しかし、アウトフローの駆動に本質的に必要な銀河の物理量については未だ議論が分かれる。私たちは Sloan Digital Sky Survey (SDSS) で得られた 10 万個以上の星形成銀河のスペクトルを用いて、アウトフローと銀河の物理量の相関を調べた。まず SFR 、 M_* 、 u バンド有効半径 (r_{exp})、傾斜角、ダスト減光量の五つのパラメータに基づきスペクトルをビンに分け、信号雑音比が ~ 150 となるように合成スペクトルを作成した。このスペクトル中の NaID 吸収線をガウス関数でフィッティングし、NaID の青方偏移量 Δv を測定した。 Δv を Σ_{SFR} に対してプロットしたところ、 $\log(\Sigma_{SFR} [\text{M}_\odot \text{ yr}^{-1} \text{ kpc}^{-2}]) > -1.75$ となる多くのスペクトルが $\Delta v > 0$ を示した。 Δv の大きさは、星形成銀河がアウトフローを駆動できるかどうかを示す質的な指標である。そのため、この結果はアウトフローを駆動するためのしきい値が $\log(\Sigma_{SFR} [\text{M}_\odot \text{ yr}^{-1} \text{ kpc}^{-2}]) > -1.75$ であることを意味する。この値は古典的なしきい値 $\log(\Sigma_{SFR} [\text{M}_\odot \text{ yr}^{-1} \text{ kpc}^{-2}]) > -1$ よりも 5 倍以上小さな値でアウトフローが駆動されることを示しており、星形成率面密度がより小さな銀河でもアウトフローが観測された過去の結果とも矛盾しない。また、 Σ_{SFR} に対する Δv の分布は大きな分散を持っていた。そこで、この分散を説明するパラメータを探すため、 Δv を $10^\alpha SFR^\beta M_*^\gamma r_{\text{exp}}^\delta$ というモデルでフィッティングしたところ、ベストフィットモデルとして $\Delta v \propto SFR^{0.3} M_*^{0.4} r_{\text{exp}}^{-0.5}$ が得られた。このことから、アウトフローの駆動には星形成率面密度だけでなく、星質量も強い影響を持つといえる。

1 導入

激しい星形成活動を行なう銀河では、超新星爆発や活動銀河核 (AGN) からエネルギーと運動量を与えられた星間物質が銀河の外へ吹き出し、銀河スケールのアウトフローとなる。アウトフローは分子雲から高温 ($\sim 10^8$ K) ガスまで幅広い性質を持つガスで構成され、それぞれのガスは電波から X 線にわたる広い波長域で観測されている。(e.g., Veilleux et al. 2005)。

超新星爆発により駆動される星形成銀河のアウトフローは、銀河の形成・進化を制御する重要な役割を担っていると考えられている。銀河内部で大規模な星形成が起きて数 Myr 経つと、大質量星の超新星爆発により星形成領域に存在する冷たいガスはアウトフローとして銀河の外へ吹き飛ばされる。星の原材料

である原子雲や分子雲などの冷たいガスが欠乏した星形成領域では、星の形成が抑制されることになる。このようなネガティブフィードバックを通じて、アウトフローは銀河内部の星形成を制御する働きを持つと考えられている (Somerville & Davé 2015)。

また、アウトフローは銀河間物質の重元素量進化とも密接に関係している。遠方のクエーサーの吸収線観測から、銀河間物質には多量の重元素が含まれていることが分かった (Cowie & Songaila 1998)。重元素は恒星内で生成されるので、銀河内部の恒星により作られた重元素が、アウトフローを通じて銀河間物質を汚染していると考えられる。このように銀河スケールのアウトフローは銀河やその周辺環境に大きな影響を与えるため、それらの進化を解き明かす鍵となっている。

アウトフローの重要な物理量に、アウトフロー速度

と mass loading factor がある。アウトフロー速度はアウトフローガスが銀河の外に吹き出す速度であり、アウトフローが銀河ハローの重力ポテンシャルを脱出できるかどうかに関わる量である。近年の観測では、大質量銀河 ($\gtrsim 10^{10} M_{\odot}$) のアウトフロー速度はハローの脱出速度に比べて遅く、アウトフローガスはハローを脱出することなく再び銀河へと落ちていく可能性が指摘されている (e.g., Rubin et al. 2014)。mass loading factor はアウトフローの質量放出率と星形成率の比をとった量であり、銀河が単位星形成率、単位時間あたりに放出できるガスの質量、つまり銀河がアウトフローを駆動する効率を表す。mass loading factor が大きいほど、アウトフローによるフィードバックがよく効くと考えられる。これら二つの物理量はアウトフローをモデル化する際のパラメータとして使用されている (Somerville & Davé 2015)。しかしアウトフロー速度と比較すると、mass loading factor は観測量から導出ことが難しく (Heckman & Thompson 2017)、高分解能なスペクトルや高い信号雑音比 (S/N 比) が要求される。

原子ガスや電離ガスのアウトフローは紫外域や可視域において分光観測される。特に銀河自体の金属吸収線からアウトフローの物理量を導出する観測手法は down the barrel と呼ばれ、数多くの文献で利用されている (e.g., Heckman et al. 2000; Martin 2005; Rupke et al. 2005a,b; Tremonti et al. 2007; Weiner et al. 2009; Chen et al. 2010; Chisholm et al. 2015)。銀河から観測者に向けてアウトフローが吹いているとき、観測されるスペクトルにはアウトフローガスによる吸収が生じる。このとき、吸収線はドップラー効果によりアウトフロー速度に応じて青方偏移する。双円錐状のアウトフローモデルを考えた場合には観測者と反対の向きにも銀河からアウトフローが放出されるが、そのガスは銀河の背景に回ってしまうためスペクトル中に吸収を生まない。よってアウトフローガスによる吸収は青方偏移した成分のみとなるので、この成分を銀河の金属吸収線から抜き出すことでアウトフローの情報を得ることができる。

これまで down the barrel では爆発的星形成銀河 (starburst 銀河) のアウトフローがよく調べられてきた。その理由として、1. 超高光度赤外線銀河 (ULIRG) はダスト吸収が大きいため、可視域の金属

吸収線である NaID が強く生じるから、2. 近傍の爆発的星形成銀河は遠方の星形成銀河に性質が近いと考えられ、赤方偏移進化を議論するのに有用だから、の 2 点が挙げられる。近年ではハッブル宇宙望遠鏡に搭載された Cosmic Origin Spectrograph (COS) の観測により近傍銀河の $1000 \text{ \AA}$ から $2000 \text{ \AA}$ までのスペクトルが得られ、紫外域の吸収線を用いたアウトフローの観測結果が得られた (Heckman et al. 2015; Chisholm et al. 2015, 2016)。

このような観測から、アウトフロー速度と銀河の星質量 (M_*) や星形成率 (SFR)、星形成率面密度 (Σ_{SFR}) の間に正の相関関係があることが明らかになった。しかし、銀河のどの物理量がどのようにアウトフロー速度に寄与するのかは未だ明らかではない。これまでの多くの研究ではサンプルサイズが小さいために、アウトフロー速度と一つの銀河の物理量の関係しか調べられていない。Chen et al. (2010) は Sloan Digital Sky Survey (SDSS) の大規模な星形成銀河の分光データからサイズの大きなサンプルを構築してアウトフローを調べたが、アウトフロー速度と一つの銀河の物理量の関係を調べるに留まっている。本研究では 10 万個に及ぶ SDSS の星形成銀河のスペクトルを用いて、アウトフロー速度と複数の銀河の物理量の関係を求めることを目指す。

2 サンプル

星形成銀河のスペクトルは、SDSS DR7 (Abazajian et al. 2009) の main galaxy sample (Strauss et al. 2002) から取得した。銀河の物理量 (M_* や SFR など) は MPA-JHU カタログ¹ から引用した。星形成率面密度は $\Sigma_{SFR} = SFR / 2\pi q r_{\text{exp}}^2$ で与えた。このとき、 r_{exp} は指数関数フィッティングにより求めた u バンド長軸有効半径、 q はそのときの楕円率である。ダスト減光 A_V は $H\alpha$ と $H\beta$ の比から求め、傾斜角 i は r バンドの q と等級から Padilla & Strauss (2008) の結果に基づいて求めた。これらの物理量を用いて、[1] $0.05 < z < 0.18$ の赤方偏移をもつ、[2] 星形成をしている ($D_n(4000) < 1.5$)、[3] 円盤成分を持つ ($fracDev < 0.8$)、[4] BPT 診断図で星形成銀

¹<http://wwwmpa.mpa-garching.mpg.de/SDSS/DR7/>

河の領域に属する、星形成銀河を選んだ。これらの選択条件は Chen et al. (2010) に基づいている。最終的なサンプルサイズは 102,556 個となった。

3 解析手法

個々の SDSS スペクトルは S/N 比が小さく吸収線解析ができない。そこで性質の似た銀河のスペクトルを足し合わせることで、S/N 比の高い合成スペクトルを作成し解析する。サンプルを i 、 A_V 、 r_{exp} 、 M_* ごとにビン分けし、S/N 比が 150 となるまで SFR が小さな方からスペクトルを足し合わせた。得られた合成スペクトルの数は 1,251 個である。

次に 144 個の MILES 星種族合成モデル (Sánchez-Blázquez et al. 2006) を使って、pPXF (Cappellari 2017) により合成スペクトルの連続光モデルを得たあと、連続光モデルで合成スペクトルを規格化した。ただし、MILES モデルの NaID の恒星吸収成分は Voigt プロファイルでフィッティングして取り除いてある。つまり、ここで求めた連続光成分には NaID 吸収線は含まれていない。

銀河の吸収線をフィッティングする際のモデルには、単純な Gauss 関数を使用する場合と、物理に基づいたプロファイル (Rupke et al. 2005a) を使用する場合がある。波長 λ における物理に基づいたプロファイル $I_{\text{out}}(\lambda)$ は

$$I_{\text{out}}(\lambda) = 1 - C_f + C_f \exp(-\tau(\lambda)) \quad (1)$$

$$\tau(\lambda) = \tau_0 \exp\{((\lambda - \lambda_{\text{out}})c/\lambda_{\text{out}}b)^2\} \quad (2)$$

と表され、このとき C_f は被覆率、 τ は光学的厚さ、 τ_0 は吸収線中心における光学的厚さ、 λ_{out} は吸収線の中心波長、 c は光速、 b は Doppler 幅である。このとき自由なパラメータは λ_{out} 、 C_f 、 τ_0 、 b の四つであり、Gauss 関数よりも一つ多くなっている。また、このプロファイルを複数組み合わせると一つの吸収線をフィッティングすることもあるが (Chen et al. 2010; Rubin et al. 2014)、自由パラメータが増えるので結果は不安定となる。

本研究では物理に基づくプロファイルは用いず、Gauss 関数で NaID $\lambda\lambda 5890, 5896$ 吸収線をフィッティングし、吸収線中心の静止波長からの青方偏移量

を Δv と定義する。NaID 吸収線には、恒星による吸収成分、銀河中の星間物質による吸収成分、アウトフローによる吸収成分、共鳴散乱による輝線成分などが含まれている。これらの成分の中で吸収線が青方偏移する成分を生むのはアウトフローによる吸収成分のみである。また、赤方偏移した吸収を生み出す要因としてインフローがあるが、インフローによる吸収の観測例は限られている (Rubin et al. 2014; Chisholm et al. 2015)。よって、 Δv は銀河がアウトフローを持つかどうかを示す質的な指標となる。

4 結果と議論

$z \sim 0$ では、アウトフローは銀河円盤に垂直な向きに双円錐状に放出されており、その開口角は約 60° である (Chen et al. 2010)。そのため、down the barrel を使用すると edge-on 銀河よりも face-on 銀河でよりアウトフローが観測されやすい。ここでは傾斜角 $i < 40^\circ$ となる銀河を face-on 銀河と呼ぶ。

face-on 銀河の Δv を Σ_{SFR} の関数として図 1 に示した。 Σ_{SFR} はアウトフローを駆動する条件としてよく使われる物理量である。図 1 は Δv と Σ_{SFR} の間の正の相関を示す。これは Σ_{SFR} が大きくなるほど銀河がアウトフローを持つ傾向が強いことを表す。図 1 では、 $\log \Sigma_{SFR}$ を 0.25 dex ごとのビンで区切ったときの Δv の平均値を丸で示した。 $\log \Sigma_{SFR} > -1.75$ では Δv の平均値は大きく増加する一方、 $\log \Sigma_{SFR} < -1.75$ では傾きが平坦となり、 1σ の分散が $\Delta v = 0 \text{ [km s}^{-1}]$ に触れている。このことより、 $\log \Sigma_{SFR} > -1.75$ のとき、84%以上の銀河が $\Delta v > 0$ となる。 Δv が銀河がアウトフローを持つかどうかを示す質的な指標であることを考慮すると、この結果は銀河がアウトフローを駆動する条件が $\log \Sigma_{SFR} > -1.75$ であることを意味する。この条件はこれまで古典的に使われてきた条件 $\log \Sigma_{SFR} > -1$ (Heckman 2002) よりも 5 倍以上小さな値となっており、より小さな Σ_{SFR} でアウトフローが駆動できることを示す。

Σ_{SFR} に対する Δv は観測誤差より大きな分散を持つ (図 1)。これは Δv を説明するパラメータとして Σ_{SFR} 以外の物理量が存在する可能性を示唆する。この分散を説明するパラメータを探すため、スペク

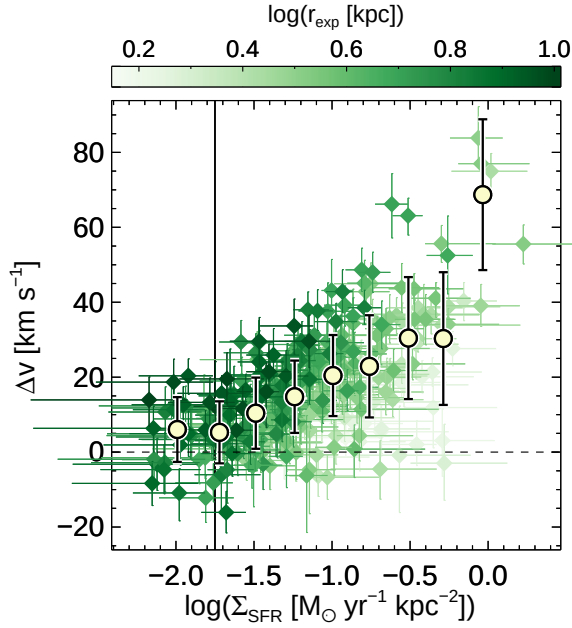


図 1: Σ_{SFR} の関数として表した face-on 銀河の Δv 。菱形は合成スペクトルの値、色の濃淡は r_{exp} の大小を示す。エラーは 1σ の不定性を表す。丸は横軸を 0.25 dex のビンで区切ったときの平均値であり、 1σ の分散をエラーで表現した。丸のエラーが $\Delta v = 0$ [km s⁻¹] に触れる $\Sigma_{SFR} = 10^{-1.75}$ [M_⊙ yr⁻¹ kpc⁻²] に黒実線を引いた。

トル合成に使用した物理量のうち SFR , M_* , r_{exp} を用いて、 $\Delta v = 10^\alpha SFR^\beta M_*^\gamma r_{exp}^\delta$ というモデルを用いてフィッティングした。得られたベストフィットモデルは

$$\Delta v \propto SFR^{0.26 \pm 0.08} M_*^{0.43 \pm 0.11} r_{exp}^{-0.46 \pm 0.09} \quad (3)$$

である。 Σ_{SFR} は $SFR/2\pi q r_{exp}^2$ で計算されることを考えると、式 3 はアウトフローの駆動には Σ_{SFR} に加えて M_* の影響が大きいことを示す。

これまで Δv を用いてアウトフローを調べてきたが、 Δv はアウトフローを示す質的な指標に留まる。今後はアウトフローの最大速度 v_{max} を求め、銀河の物理量との重回帰分析を行い、 v_{max} を制御する銀河の物理量を求める。

Reference

- Abazajian, K. N., Adelman-McCarthy, J. K., Agüeros, M. A., et al. 2009, *ApJS*, 182, 543
- Cappellari, M. 2017, *MNRAS*, 466, 798
- Chen, Y.-M., Tremonti, C. A., Heckman, T. M., et al. 2010, *AJ*, 140, 445
- Chisholm, J., Tremonti, C. A., Leitherer, C., Chen, Y., & Wofford, A. 2016, *MNRAS*, 457, 3133
- Chisholm, J., Tremonti, C. A., Leitherer, C., et al. 2015, *ApJ*, 811, 149
- Cowie, L. L., & Songaila, A. 1998, *Natur.*, 394, 44
- Heckman, T. M. 2002, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 254, *Extragalactic Gas at Low Redshift*, ed. J. S. Mulchaey & J. T. Stocke, 292
- Heckman, T. M., Alexandroff, R. M., Borthakur, S., Overzier, R., & Leitherer, C. 2015, *ApJ*, 809, 147
- Heckman, T. M., Lehnert, M. D., Strickland, D. K., & Armus, L. 2000, *ApJS*, 129, 493
- Heckman, T. M., & Thompson, T. A. 2017, *ArXiv e-prints*, arXiv:1701.09062
- Martin, C. L. 2005, *ApJ*, 621, 227
- Padilla, N. D., & Strauss, M. A. 2008, *MNRAS*, 388, 1321
- Rubin, K. H. R., Prochaska, J. X., Koo, D. C., et al. 2014, *ApJ*, 794, 156
- Rupke, D. S., Veilleux, S., & Sanders, D. B. 2005a, *ApJS*, 160, 87
- . 2005b, *ApJS*, 160, 115
- Sánchez-Blázquez, P., Peletier, R. F., Jiménez-Vicente, J., et al. 2006, *MNRAS*, 371, 703
- Somerville, R. S., & Davé, R. 2015, *ARA&A*, 53, 51
- Strauss, M. A., Weinberg, D. H., Lupton, R. H., et al. 2002, *AJ*, 124, 1810
- Tremonti, C. A., Moustakas, J., & Diamond-Stanic, A. M. 2007, *ApJL*, 663, L77
- Veilleux, S., Cecil, G., & Bland-Hawthorn, J. 2005, *ARA&A*, 43, 769
- Weiner, B. J., Coil, A. L., Prochaska, J. X., et al. 2009, *ApJ*, 692, 187

a12

クランピートラスからの X 線スペクトルモデルの Seyfert 1 銀河 IC 4329A への適用

小川 翔司 (京都大学大学院 宇宙物理学教室)

Abstract

銀河中心には超巨大ブラックホール (SuperMassive Black Hole: SMBH) が普遍的に存在し、SMBH と銀河は互いに影響を与え合いながら共進化してきたと考えられている。銀河進化という究極の課題を解明する上で、SMBH の進化を理解することが重要である。SMBH の進化の鍵を握るのが活動銀河核 (Active Galactic Nucleus: AGN) である。AGN とは SMBH へ質量が降着することにより、莫大な重力エネルギーが放射エネルギーへと変換され、銀河中心が明るく輝く現象である。AGN の構造は SMBH と降着円盤、それらを取り囲むダストトラスから成る。このトラスは銀河と SMBH をつないでおり、共進化の鍵となる。様々な観測結果からトラスは多数のガスの塊から成る密度が非一様な構造 (クランピートラス) であることが示唆されている。赤外線ではクランピートラスからのスペクトルモデルが既に作成されている。赤外線はダストの構造のみを反映する一方、X 線ではガスを含めた全物質の構造を知ることができる。しかし、X 線スペクトルに適用可能なモデルは発展途上である。我々の研究室は X 線でのクランピートラスモデルを作成しており、赤外線の結果と比較することができる。そこで我々は、近傍の Seyfert 1 銀河 IC 4329A に着目した。なぜなら、この天体は赤外線からトラスの構造が調べられているからである。私達はこの天体にクランピートラスからの X 線スペクトルモデルを適用することで、トラスの赤道面での水素柱密度を推定した。さらに、銀河系の星間物質におけるダスト減光量と水素柱密度の比を仮定して、赤外線の結果と比較を行った。その結果、赤外線よりも X 線で求めた水素柱密度の値が 1 桁ほど小さく、トラスでは銀河系星間物質よりガスに対するダストの比が大きいことが示唆された。

1 Introduction

銀河中心には超巨大ブラックホール (SuperMassive Black Hole: SMBH) が普遍的に存在し、SMBH と銀河は互いに影響を与え合いながら共進化してきたと考えられている (e.g., Magorrian et al. 1998)。銀河進化という究極の課題を解明する上で、SMBH の進化を理解することが重要である。SMBH の進化の鍵を握るのが活動銀河核 (Active Galactic Nucleus: AGN) である。AGN とは SMBH へ質量が降着することにより、莫大な重力エネルギーが放射エネルギーへと変換され、銀河中心が明るく輝く現象である。この現象を観測することによって、SMBH 成長の歴史を調べることができる。

図 1 は AGN の構造である。AGN は SMBH と降着円盤、それらを取り囲むダストトラス (以下、トラス) から成る。このトラスは、銀河と SMBH の

間に存在し、SMBH への質量供給の役割を担っていると考えられる。すなわち、共進化を理解する上で、この構造を解明するのは重要である。

トラスを調べるために我々は AGN を X 線で観測する。AGN を X 線で観測すると図 2 のような X 線スペクトルが得られる。6.4keV のあたりに鉄の K α 輝線が見られる。この鉄の輝線からトラス内部の物理状態を推定することができる。トラスから鉄輝線がどれだけ出るか知るためには、輻射輸送計算が必要である。X 線の分野では密度が一様なスムーズトラスモデルが用いられてきた (Murphy & Yaqoob 2009, Ikeda et al. 2009)。しかし、スムーズトラスモデルでは観測スペクトルが正確に再現できないなど問題があった (Tanimoto et al. 2018)。また様々な観測結果から、トラスは多数のガスの塊から成る密度が非一様な構造 (クランピートラス) であることが示唆されている。赤外線ではクランピートラスから

表 1: クランピートーラスモデルのパラメータ

パラメータ	パラメータ
N_{H}^{Eq}	赤道面の水素柱密度
σ	トーラスの厚み
i	観測者の見込み角

のスペクトルモデルが既に作成されている (Nenkova et al. 2008a,b)。赤外線はダストの構造のみを反映する一方、X 線ではガスを含めた全物質の構造を知ることができる。しかし、X 線スペクトルに適用可能なモデルは発展途上である。

2 Methods

私達の研究室ではモンテカルロ輻射輸送計算フレームワーク MONACO (Odaka et al. 2011) を用いたモンテカルロシミュレーションによりクランピートーラスからの X 線スペクトルを作成している (Tanimoto et al. in prep.)。このモデルは赤外線 (Nenkova et al. 2008) と同じ構造をしており、クランプの分布は赤道面を中心とした正規分布である。モデルの幾何構造は図 2 に、パラメータは表 1 に示した。

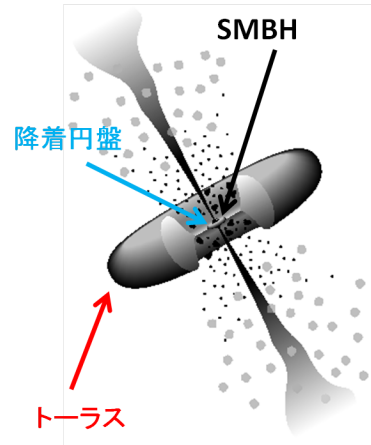


図 1: AGN の構造

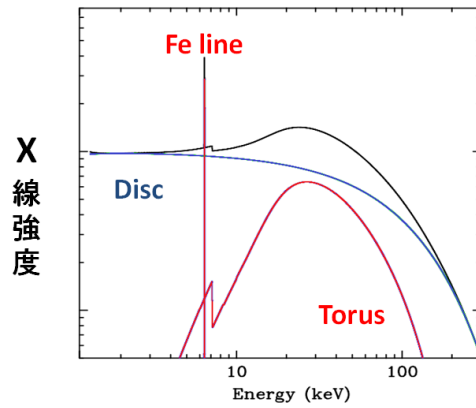


図 2: AGN の X 線スペクトル。横軸はエネルギー、縦軸は強度を表す。青線が直接成分、赤線がトーラスからの反射成分、黒線が成分のトータルである。

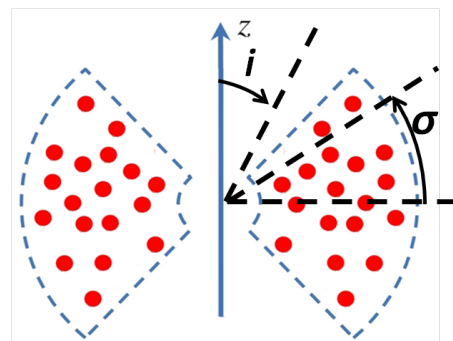


図 3: クランピートーラスモデルの幾何構造

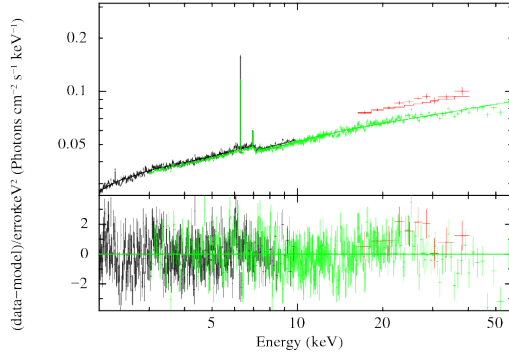


図 4: フィッティングの結果。横軸はエネルギー、縦軸は強度を表す。また点は観測されたスペクトル、線はモデルのスペクトルである。図の下側はモデルと観測値の誤差を示している。

3 Spectral Analysis

私達は、作成したモデルを近傍の Seyfert 1 銀河 IC 4329A へ適用した。何故なら、この天体は赤外線からトーラスの構造が調べられている (Ichikawa et al. 2015)。データには X 線天文衛「すざく」と NuSTAR による 2012 年の広帯域同時観測データを用いた。先行研究 (Miyake et al. 2016) により直接成分と反射成分を入れてスペクトルフィッティングを行った。反射成分は先行研究では一様な平面からの反射を考えているが、我々はクランピートーラスモデルを適用した。フィット結果を図 4、スペクトルモデルを図 5 に示す。トーラスの厚み σ と観測者の見込み角 i は赤外線の結果よりそれぞれ $\sigma = 40^\circ$ 、 $i = 4^\circ$ と固定してフィッティングを行い、トーラスの赤道面での水素柱密度 N_H^{Eq} を推定した。フィッティングの結果、赤道面の水素柱密度は $N_H^{\text{Eq}} \approx 4.0 \times 10^{23} [\text{cm}^{-2}]$ と求まった。

4 Discussion

赤道面の水素柱密度について、赤外線の結果から推定される値と X 線から求めた値で比較を行う。赤外線の結果からはダストによる減光量 $A(V)$ しか求まらないので $A(V)$ と N_H^{Eq} の比を仮定する必要がある。そこで、銀河系の星間物質におけるダスト

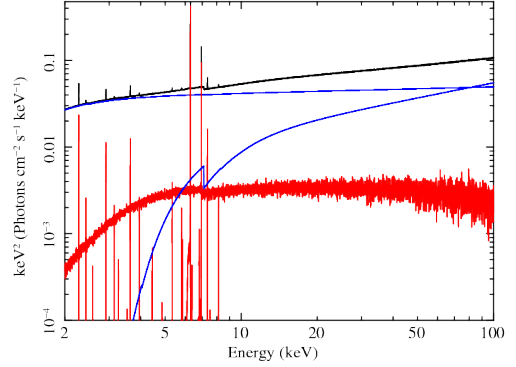


図 5: スペクトルモデル。横軸はエネルギー、縦軸は強度を表す。また青線は直接成分、赤線はトーラスからの反射成分、黒線は成分のトータルである。

減光量 $A(V)$ と水素柱密度 N_H の比を仮定すると ($N_H/A(V) \approx 1.9 \times 10^{21} \text{ atoms cm}^{-2} \text{ mag}^{-1}$; Draine 2003) 赤外線の結果からは赤道面の水素柱密度は $N_H^{\text{Eq}} \approx 3.7 \times 10^{24} \text{ cm}^{-2}$ と推定された。我々が X 線から求めた N_H^{Eq} は $4.0 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ だったので、X 線の方が 1 桁ほど小さいという結果になった。このことは IC4329A のトーラスでは銀河系の星間物質よりガスに対するダストの比が大きいということを示唆する。トーラス領域でダスト生成が優位となる状況が存在すると考えられる。

5 Conclusion

Seyfert 1 銀河 IC 4329A の観測スペクトルにクランピートーラスからの X 線スペクトルモデルを適用した。その結果赤道面の水素柱密度は赤外線から推定される値より、今回 X 線から求めた値の方が小さいという結果になった。このことは IC 4329A のトーラスでは銀河系星間物質よりもガスに対するダストの比が大きいということを示唆する。

Reference

- Magorrian, J., Tremaine, S., Richstone, D., et al. 1998, , 115, 2285
- Nenkova, M., Sirocky, M. M., Ivezić, Ž., & Elitzur, M. 2008, , 685, 147

2018 年度 第 48 回 天文・天体物理若手夏の学校

Nenkova, M., Sirocky, M. M., Nikutta, R., Ivezić, Ž., & Elitzur, M. 2008, , 685, 160

Murphy, K. D., & Yaqoob, T. 2009, , 397, 1549

Ikeda, S., Awaki, H., & Terashima, Y. 2009, , 692, 608

Tanimoto, A., Ueda, Y., Kawamuro, T., et al. 2018, , 853, 146

Odaka, H., Tanaka, Y., Watanabe, S., et al. 2011, The X-ray Universe 2011, 115

Ichikawa, K., Packham, C., Ramos Almeida, C., et al. 2015, , 803, 57

Miyake, K., Noda, H., Yamada, S., Makishima, K., & Nakazawa, K. 2016, , 68, S28

a13

吸収を受けた狭輝線セイファート 1 型銀河の研究

岩切 駿 (愛媛大学大学院 理工学研究科)

Abstract

宇宙に存在するほとんどの銀河の中心には超大質量ブラックホール (Supermassive Black Hole; SMBH) が存在すると考えられているが、その形成・成長といった進化過程についてはまだ分かっていない。SMBH の進化過程に迫るために、我々は狭輝線セイファート 1 型 (Narrow-line Seyfert 1; NLS1) 銀河に着目した。NLS1 は中心核に存在する SMBH が比較的小質量で極めて高い質量降着率を示す傾向にあることから、中心核に存在する SMBH は成長途上にあると言える。また、その中心核周辺には降着源となる物質が存在するはずであり、X 線で観測した場合スペクトルには吸収の兆候を示すことが期待されるが、そのような吸収を受けた NLS1 の観測例は少数である。そこで、本研究では、吸収を受けた NLS1 の観測例を増やすために、広帯域観測が可能な X 線天文衛星 *Suzaku* で観測された活動銀河核の中から、以下の特徴を示す天体を解析した。(i) 可視光で明るいにも関わらず X 線で暗い NLS1 2 天体、(ii) 硬 X 線領域 (10–150 keV) のサーバイ発見された $\text{FWHM}(\text{H}\beta) < 2000 \text{ km s}^{-1}$ の輝線幅を持つ 3 天体。これら 5 天体の、0.5–40 keV の帯域の X 線スペクトル解析を行った。その結果、NLS1 のスペクトル解析でよく用いられるモデルに $N_{\text{H}} \sim 10^{24} \text{ cm}^{-2}$ という強い吸収を受けた連続成分を加えることでスペクトルを再現できることが分かった。今後は、このスペクトル解析で得られた結果から、各成分の放射起源を明らかにすることにより、中心核構造を解明する。

1 Introduction

宇宙に存在するほとんどの銀河の中心核には、質量が $10^5\text{--}10^8 M_{\odot}$ にもなる超巨大ブラックホール (Supermassive black hole; SMBH) が存在すると考えられている。しかし、SMBH がどのように形成され成長してきたか、といった進化過程についてはまだ解明されていない。近年、SMBH の質量と母銀河のバルジの質量との間には強い相関が見つかり (Magorrian et al. 1998, Marconi & Hunt 2003)、母銀河と SMBH とは互いに影響を及ぼし合いながら共進化してきたと考えるに至った。しかし、その物理過程についても未解決問題となっており、SMBH の進化過程の解明は、銀河-SMBH の共進化問題を明らかにする上でも非常に重要な課題であると言える。

SMBH の進化過程に迫るためには、現在成長途上にある SMBH を有する銀河を観測する必要がある。そこで、我々が着目したのが狭輝線セイファート 1 型 (Narrow-line Seyfert 1; NLS1) 銀河である。NLS1 は、可視光スペクトルに (1) $\text{FWHM}(\text{H}\beta) < 2000 \text{ km s}^{-1}$ 、(2) $[\text{O III}]/\text{H}\beta < 3$ 、(3) $[\text{Fe II}]$ 輝線が顕著に見られる、といった特徴を持った銀河として定義され

ている (Osterbrock & Pogge 1985)。また、X 線観測により、その強度は速い時間変動を示し (Leighly 1999)、スペクトルの軟 X 線領域には超過成分 (soft excess) が見られる (Boller et al. 1996)。これらの観測的特徴から、NLS1 は中心に存在する SMBH の質量が比較的小さく、質量降着率が極めて高い傾向にあると考えられる ($M_{\text{BH}} \sim 10^{6-7} M_{\odot}$, $\lambda_{\text{Edd}} \sim 0.1\text{--}1$; Rakshit et al. 2017)。すなわち、NLS1 に存在する SMBH は成長途上にあると言える。

NLS1 が高質量降着率を示すことから、その中心核周辺には降着源となりうる物質が存在するはずである。しかし、NLS1 の中心核を X 線で観測した場合、多くの NLS1 で吸収の兆候は見られず、吸収を受けた NLS1 の観測例はごく少数である。そこで、高質量降着率を持つ NLS1 の物質分布を解明するために、吸収を受けていると想定される天体を選出し解析した。

2 Observations

1 で述べたように、NLS1 には質量降着源となる物質の存在が予想されることから、NLS1 の中心核からの放射光は、吸収に加えて反射も受けながら観測者の元に届くことになる。そのため、中心核周辺の物質の存在は、観測スペクトルに吸収・反射成分が見られるか否かで確かめることができる。また、吸収成分は X 線領域の低エネルギー側で、反射成分は高エネルギー側で見られるため、両成分を同時に観測する広帯域での X 線観測が必要不可欠となる。

そこで、本研究の観測装置として採用したのが、X 線天文衛星 *Suzaku* である。*Suzaku* は、XIS と HXD の 2 種類の検出器を搭載しており、それぞれ 0.2–12 keV、10–600 keV のエネルギー帯域で観測可能である。本研究では、*Suzaku* の観測データリストから Osterbrock & Pogge (1985) の定義に従って NLS1 を抽出し、以下の基準により、吸収を受けた NLS1 (サンプル) を選出した。(i) X 線天文衛星 *ROSAT* で観測した NLS1 64 天体 (Véron-Cetty et al. 2001) の可視光等級-X 線フラックス関係から、可視光で明るいにも関わらず X 線で暗い天体、(ii) ガンマ線バースト観測衛星 *Swift* に搭載された検出器 BAT で観測した天体のうち、10 keV 以下で詳細な解析が行われていない天体。(i) は、Véron-Cetty et al. (2001) のサンプルの可視光-X 線関係に正の相関が見られたことと、*ROSAT* の観測エネルギー帯域が 0.1–2 keV であったことから、可視光で明るく X 線で暗い天体は低エネルギー側で吸収を受けていると判断した。(ii) は、*Swift*/BAT の観測エネルギー帯域 10–150 keV の硬 X 線領域で検出されるほど明るいにも関わらず、10 keV 以下では未検出もしくは詳細に解析されていない天体はやはり吸収を受けているものと判断した。

(i), (ii) の選出基準と *Suzaku* で観測した NLS1 とを照合した結果、(i) では Mrk 1239 と IRAS 05262+4432、(ii) では 2MASX J15115979–2119 が選出された。また、*Swift*/BAT で観測された SWIFT J0544.4–4328、SWIFT J2248.8+1725 は $\text{FWHM}(\text{H}\beta) < 2000 \text{ km s}^{-1}$ 、 $[\text{O III}]/\text{H}\beta > 3$ と、NLS1 ではないが NLS1 と似た性質を持っていたため、これら 2 天体も加えて合計 5 天体をサンプルとした (表 1)。

3 Analysis & Results

2 で選出した天体に対してスペクトル解析を行った。データは DARTS¹ で公開されているものを用い、スペクトルは HEASoft 6.21 を使って、XIS と HXD/PIN の 2 つの検出器によるデータから 0.5–40 keV のエネルギー帯域で作成した (SWIFT J0544.4–4328 は HXD での観測は行っていない)。スペクトル解析は XSPEC 12.9 を用いて行い、スペクトルに対してモデルをフィッティングし、 χ^2 検定でスペクトルの再現性を評価した。フィッティングの手順としては、まず NLS1 のスペクトルによく用いられるモデルを基本モデルとし、5 天体のスペクトルに適用した。基本モデルは (吸収を受けた) べき関数成分と soft excess の 2 成分で構成されている。soft excess に関しては放射起源は分かっておらず、黒体放射成分や吸収を受けていないべき関数成分がよく用いられる (Leighly 1999, Boller et al. 1996)。また、6.4 keV 付近に残差が見られた場合は、Fe K α 輝線を仮定した輝線成分と Fe K α 輝線が発生する物質による反射成分を追加した。反射成分に関しては、べき関数成分との強度比が分からないため、両成分を同じ比で表したモデル (pexrav, $rel_{\text{refl}} = 1$; Magdziarz & Zdziarski 1995) を使用した。その結果、SWIFT J0544.4–4328 に関しては、基本モデルのみでスペクトルを再現することができたが、残りの 4 天体は硬 X 線領域に残差が見られた。そこでこれら 4 天体に対して、基本モデルとは異なる吸収量の連続成分を追加した。この時、Fe K α 輝線が見られた Mrk 1239、IRAS 05262+4432、2MASX J15115979–2119 には吸収を受けた (べき関数+反射) 成分 (pexrav, $rel_{\text{refl}} = 1$) を、そうでない SWIFT J2248.8+1725 には吸収を受けたべき関数成分を使用した (べき関数成分の光子指数 Γ は基本モデルと同じ値にした)。最後に、Mrk 1239 と IRAS 05262+4432 では低エネルギー側に輝線成分を複数追加した。その結果、いずれの天体も $\chi^2_\nu < 1.25$ でスペクトルを再現できた。サンプルのベストフィットモデルでのフィッティング結果を図 1 に示す。黒、赤、青はそれぞれ XIS/FI、XIS/BI、HXD/PIN に対応する。上段の十字点、実線、点線はそれぞれ観測データ、データにフィッティングしたモデル、モデルの成分を、

¹https://darts.isas.jaxa.jp/astro/suzaku//public_list/public_seq7.html

表 1: サンプル

Name	Obs ID	z	$N_{\mathrm{H, Gal}}$ (10^{20} cm^{-2})	FWHM($\mathrm{H}\beta$) (km s^{-2})	[O III]/ $\mathrm{H}\beta$	Reference
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)
SWIFT J0544.4–4328	709005010	0.045	3.76	1000	4.50	1
SWIFT J2248.8+1725	709004010	0.086	6.78	1000	6.35	1
Mrk 1239	702031010	0.020	3.47	1075	1.29	2
IRAS 05262+4432	703019010	0.033	31.9	740	0.35	2
2MASX J15115979–2119	706010010	0.045	8.34	1480	1.00	3

Notes. (1): 天体名; (2): 観測 ID; (3) 赤方偏移; (4): 銀河系内の水素柱密度; (5): $\mathrm{H}\beta$ 輝線の半値幅; (6): [O III] $\lambda 5007$ と $\mathrm{H}\beta$ 輝線とのフラックス比; (7): (5), (6) の参考文献.

References. (1): Parisi et al. (2014); (2): Véron-Cetty et al. (2001); (3): Panessa et al. (2011).

下段はデータとモデルとの残差を示す。また、ベストフィットモデルでのフィッティングパラメータを表 2 に示す。図 1, 表 2 より、本研究で解析した天体の X 線スペクトルには、(I) 吸収を受けた連続成分と (II) 黒体放射成分が含まれていた。(I) は $\Gamma = 1.69 - 2.79$ と NLS1 で見られる典型的な値 ($\Gamma \sim 2.2$) を得たが、 $N_{\mathrm{H}} = 10^{21.3-22.7} \text{ cm}^{-2}$ と低エネルギー側で吸収を受けていることが確認された。(II) は温度 $kT = 0.08 - 0.20 \text{ keV}$ とこちらも典型的な値 ($kT \sim 0.1 \text{ keV}$) をとった。また、SWIFT J0544.4–4328 を除いた 4 天体に関しては、(I), (II) の成分に加えて、(III) 強い吸収を受けた連続成分が含まれていることが分かった。(III) は、 $N_{\mathrm{H}} = 10^{23.2-24.2} \text{ cm}^{-2}$ の吸収を受けており、この成分によって 10 keV 以上の高エネルギー側のスペクトルは再現できている。

4 Discussion

3 より、本研究のサンプルの X 線スペクトルは、低エネルギー側で吸収を受けており、高エネルギー側には反射成分やべき関数成分といった連続成分が見られた。低エネルギー側と高エネルギー側で上記の成分が確認されたことから、本研究で解析した天体の中心核周辺には SMBH への質量降着源となりうる物質が存在すると言える。また、5 天体中 4 天体に関しては、 $N_{\mathrm{H}} \sim 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ と $N_{\mathrm{H}} \sim 10^{24} \text{ cm}^{-2}$ の 2 種類の吸収を受けた連続成分が含まれていることが分かった。これら 2 成分の放射起源としては、吸収

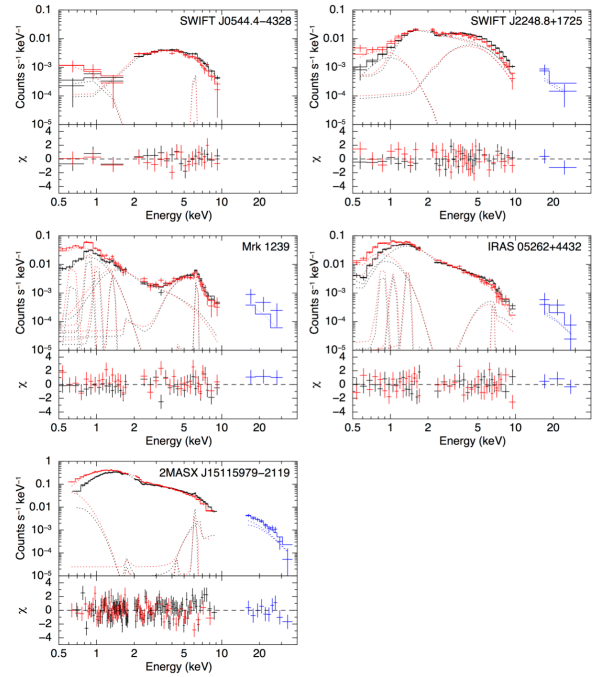


図 1: X 線スペクトル

を受けた直接成分+散乱成分や、2 種類の吸収 (部分吸収) を受けた連続成分が想定される。中心核周辺に物質が存在することは明らかになったので、今後は、その物質がどのように分布すれば今回のようなスペクトルが得られるのか、といった各成分の放射起源を明らかにする。さらに、本研究のサンプルを含む吸収を受けた NLS1 の中心核構造の解明も行う。

表 2: フィッティングパラメータ

Name	Γ	kT (keV)	$\log N_{\mathrm{H1}}$	$\log N_{\mathrm{H2}}$	$\log F_{\mathrm{X}}$	$\log L_{\mathrm{X}}$
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)
SWIFT J0544.4–4328	$1.69^{+0.18}_{-0.20}$	$0.13^{+0.06}_{-0.04}$	$22.72^{+0.07}_{-0.06}$	...	$-12.05^{+0.02}_{-0.02}$	$43.49^{+0.01}_{-0.01}$
SWIFT J2248.8+1725	$1.97^{+0.15}_{-0.14}$	$0.20^{+0.56}_{-0.07}$	$22.28^{+0.12}_{-0.10}$	$23.15^{+0.11}_{-0.15}$	$-11.57^{+0.01}_{-0.01}$	$43.70^{+0.08}_{-0.09}$
Mrk 1239	$2.8^{+0.4}_{-0.5}$	$0.138^{+0.011}_{-0.013}$	$22.00^{+0.15}_{-0.22}$	$23.62^{+0.04}_{-0.04}$	$-12.07^{+0.02}_{-0.01}$	$42.67^{+0.05}_{-0.04}$
IRAS 05262+4432	$2.40^{+0.23}_{-0.16}$	$0.13^{+0.12}_{-0.11}$	$21.3(< 21.8)$	$23.89^{+0.22}_{-0.19}$	$-11.88^{+0.02}_{-0.01}$	$42.9^{+0.5}_{-0.4}$
2MASX J15115979–2119	$1.73^{+0.05}_{-0.04}$	$0.075^{+0.022}_{-0.017}$	$21.34^{+0.02}_{-0.04}$	$24.18^{+0.11}_{-0.07}$	$-10.94^{+0.01}_{-0.01}$	$43.78^{+0.16}_{-0.17}$

Notes. (1): 天体名; (2): 光子指数; (3): 黒体温度; (4) 基本モデルに対する水素柱密度, (5): 追加成分に対する水素柱密度; (6): 観測フラックス (2-10 keV); (7): 吸収を補正した光度 (2-10 keV).

5 Conclusion

本研究では、SMBH の進化過程を探ることを目的として、成長途上の SMBH を有するとされる NLS1 の X 線スペクトル解析を行った。NLS1 の示す性質から、NLS1 は X 線領域で吸収を受けているはずであり、そのような吸収を受けた NLS1 の存在を確かめるためには、広帯域での X 線観測が必要であった。そこで、本研究では、*Suzaku* で観測した天体の中から、5 天体を選出して 0.5-40 keV の広帯域でスペクトル解析を行った。その結果、解析天体のスペクトルは、典型的な NLS1 が持つ特徴が見られた一方で、低エネルギー側で吸収を受けていた。また、高エネルギー側には反射成分が見られたものもあったことから、吸収や反射を受けるための物質が存在することが明らかになり、この物質によって高い質量降着率を示していると考えられた。また、高エネルギー側のスペクトルは 2 種類の吸収を受けた連続成分で構成されており、複雑なスペクトルであることも分かった。今後は、これらの成分の放射起源を解明するとともに、中心核構造を明らかにする。

- Magdziarz P., & Zdziarski A. A. 1995, MNRAS, 273, 837
- Osterbrock, D. E., & Pogge, R. W. 1985, ApJ, 297, 166
- Panessa, F., de Rosa, A., Bassani, L., et al. 2011, MNRAS, 417, 2426
- Parisi, P., Masetti, N., Rojas, A. F., et al. 2014, A&A, 561, A67
- Rakshit, S., Stalin, C. S., Chand, H., & Zhang, X.-G. 2017, ApJS, 229, 39
- Véron-Cetty, M.-P., Véron, P., & Gonçalves, A. 2001, A&A, 372, 730

Reference

- Boller, T., Brandt, W. N., & Fink, H. 1996, A&A, 305, 53
- Leighly, K. M. 1999, ApJS, 125, 317
- Magorrian, J., Tremaine, S., Richstone, D., et al. 1998, AJ, 115, 2285
- Marconi, A., & Hunt, L. K. 2003, ApJL, 589, L21

a14

高光度赤外線銀河 NGC 5135 が持つ隠された活動銀河核の 広帯域 X 線観測

山田 智史 (京都大学大学院 宇宙物理学教室)

Abstract

高光度赤外線銀河 ($L_{\text{IR}(8-1000\mu\text{m})} > 10^{11} L_{\odot}$) はガスを豊富に持ち、星形成が活発であることから、進化段階の銀河として注目されてきた。中心領域に存在する活動銀河核 (Active Galactic Nucleus; AGN) の性質を調べることは、銀河とその中心の巨大ブラックホールの共進化を解明する上で重要である。しかし、これらの中心核構造はガスやダストに深く埋もれているため、AGN の観測が困難である。そこで鍵を握るのが透過力の高い硬 X 線 ($> 10 \text{ keV}$) である。本研究では、近年に X 線天文衛星 *NuSTAR* (3–79 keV) によって観測された、合体由来でない高光度赤外線銀河 NGC 5135 ($z = 0.014$) に着目した。この天体は Compton-thick AGN (水素柱密度が $> 10^{24} \text{ cm}^{-2}$) を持つことが知られている (Singh et al. 2012)。そこで我々は、X 線衛星 *NuSTAR*、*Chandra*、*Suzaku* のデータを用いて、広帯域 X 線スペクトル解析 (0.5–50 keV) を行った。クランピートーラスモデル (Tanimoto et al. in prep.) を適用することで、非常に埋もれた AGN を持つことが分かった (水素柱密度 $N_{\text{H}} \sim 6 \times 10^{24} \text{ cm}^{-2}$)。さらに、AGN の X 線光度 ($L_{2-10\text{keV}}^{(\text{int})} \approx 6.7 \times 10^{42} \text{ erg s}^{-1}$) は中間赤外線の結果と一致しており、得られたエディントン比 $\lambda_{\text{Edd}} \sim 0.06$ は、合体由来の Compton-thick AGN を持つ超/高光度赤外線銀河 (e.g., UGC 5135, Mrk 463) ほど大きくないことが分かった。

1 Introduction

超/高光度赤外線銀河 (Ultra-Luminous/Luminous Infrared Galaxies; U/LIRGs) は、莫大な赤外線光度 ($L_{\text{IR}(8-1000\mu\text{m})} > 10^{12} L_{\odot}$ 、及び、 $L_{\text{IR}} = 10^{11} - 10^{12} L_{\odot}$) を持ち、近傍宇宙において最も明るい天体である。赤方偏移が $z < 1$ では珍しい天体であるが、 $z \sim 2-3$ では星形成活動のほとんどを担っており、銀河進化を理解する上で重要な天体である。U/LIRGs のエネルギー源は、活発な星形成や、SMBH への質量降着によって非常に明るく輝く活動銀河核 (Active Galactic Nucleus; AGN) である。

U/LIRGs の多くは、ガ스가豊富な銀河同士の合体によって生じる (Hopkins et al. 2008)。なぜなら、合体ではガスやダストが高密度となり、角運動量を損失することで星形成や SMBH への急激な質量降着が促されるからである。合体由来の U/LIRGs は、銀河間距離が小さくなるにつれて、星形成や AGN が活性化されることが解明されつつある (e.g., Ricci et al. 2017)。一方、合体由来ではない U/LIRGs も同様に多く存在する。しかし、これらの天体では何が

原因となって星形成や AGN の活動が決まるのかが分かっていない。従って、宇宙の歴史における銀河進化を理解するためにも、近傍にある合体由来でない U/LIRGs を個々に調べていくことは重要である。

U/LIRGs の中でも最も星形成や AGN が活発な銀河では、中心領域がガスやダストに深く埋もれた Compton-thick AGN (水素柱密度が $N_{\text{H}} > 10^{24} \text{ cm}^{-2}$) を持つものが多くなる。そのため、AGN からの放射、つまり可視光や紫外線はガスやダストによってほとんど吸収されてしまう (図 1)。そこで鍵を握るのが、透過力の高い X 線を用いた観測である。特に、硬 X 線 ($> 10 \text{ keV}$) は吸収を受けにくく、AGN からの放射を直接的に観測できるため、非常に有用である。そこで我々は、2012 年に打ち上げられた X 線天文衛星 *NuSTAR* (3–79 keV) による高精度なスペクトルを用いて、合体由来でない U/LIRGs が持つ AGN について調査を行なった。

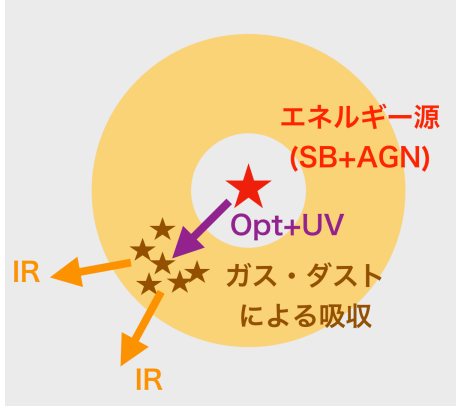


図 1: U/LIRGs の模式図。中心領域の星形成 (Starburst; SB) や AGN は、高密度なガスやダストに全体を覆われており、多くの光が赤外線で再放射されるため、赤外線で非常に明るい。

2 X-ray Observations

本研究では、近年に X 線衛星 *NuSTAR* によって観測された、近傍の LIRG である NGC 5135 ($z = 0.014$) に着目した。この天体は合体由来ではない棒渦巻銀河 (SBab 型) であり、赤外線光度は $L_{\text{IR}} = 2.1 \times 10^{11} L_{\odot}$ である (Colina et al. 2015)。X 線衛星 *Chandra* を用いた先行研究からは、中心核領域に激しい星形成と、非常に深く埋もれた Compton-thick AGN の存在が確認されている (Levenson et al. 2004; 図 2)。さらに X 線衛星 *Suzaku* による追観測から、硬 X 線を含めたスペクトル解析により AGN の物理量 (水素柱密度、X 線光度) に制限が与えられた (Singh et al. 2012)。しかし、*Suzaku*/HXD-PIN で得られた硬 X 線のフラックス (15–50 keV) は検出限界ぎりぎりであり、不定性が非常に大きかった。そこで、今回は、より優れた感度を持つ *NuSTAR* を用いた。以上より、今回の解析には、*NuSTAR*/FPMs、*Chandra*/ACIS、*Suzaku*/FI-XISs、*Suzaku*/BI-XIS による広帯域 X 線スペクトルを用いた (0.5–50 keV)。

3 X-ray Spectral Analysis

AGN の構造を明らかにするために、次のような AGN モデルを用いてスペクトルフィッティングを行った。まず、1 つの AGN 成分を、直接成分、散乱

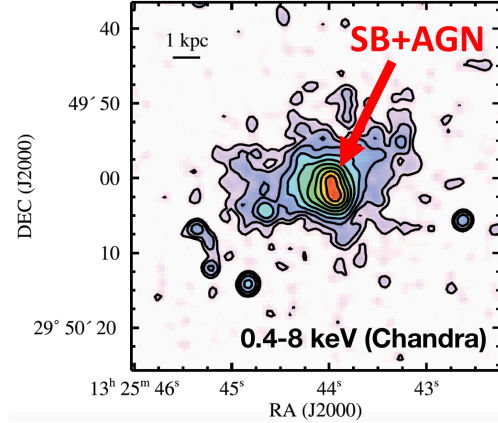


図 2: *Chandra* 衛星によって得られた、NGC 5135 の X 線イメージ (0.4–8 keV)。中心領域には、北側に AGN、南側に激しい星形成が存在する。図は Levenson et al.(2004) を改変した。

成分、トーラスによる反射成分に分ける。直接成分はトーラスを通過して届く成分で、吸収を掛けたべき関数で近似する。散乱成分は、ダストトーラスの上下を取り囲む狭軌線領域で散乱して届く成分であり、吸収を受けないべき関数で近似する。反射成分はトーラスで反射して届く成分で、計算は複雑であり、トーラスの形状によるため、クランピートーラスモデル (Tanimoto et al. in prep.) を適用した。このモデルは、ガスのクランプが赤道面を中心とした正規分布に従って配置されており、密度が非一様なモデルである (Tanimoto 銀河-c4 の講演を参照)。さらに、星形成成分として、高温プラズマの熱放射を加えている。以上の 4 つの成分で、NGC 5135 全体から放射される X 線スペクトルとした。

フィット結果を図 3 に示す。スペクトル解析から、トーラスの厚み (標準偏差角度) は $\sigma \sim 30^\circ$ であり、視線方向の水素柱密度は $\sim 6 \times 10^{24} \text{ cm}^{-2}$ であることが分かった。これは、NGC 5135 は非常に深く隠された Compton-thick AGN を持つが、トーラスは全体を覆うほどには発達していないことを示唆する。さらに、吸収補正した 2–10 keV の X 線光度は $L_{2-10\text{keV}}^{(\text{int})} \approx 6.7 \times 10^{42} \text{ erg s}^{-1}$ であることが分かった。

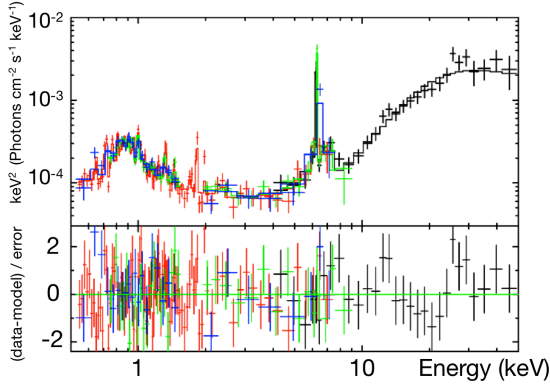


図 3: NGC 5135 の X 線スペクトルとベストフィットモデルの結果。黒、赤、緑、青の線はそれぞれ、*NuSTAR*/FPMs、*Chandra*/ACIS、*Suzaku*/FI-XISs、*Suzaku*/BI-XIS のデータを示している。

4 Discussion

前章では、NGC 5135 の水素柱密度と X 線光度を求めた。*NuSTAR* による硬 X 線スペクトルを新たに加えたことで、水素柱密度は先行研究よりも数倍大きく、非常に深く埋もれた Compton-thick AGN を持つことが示唆された。さらに、X 線光度は先行研究よりも 1/3 ほど小さい値を得られた。

NuSTAR のスペクトルを加えた今回の結果が、先行研究の値よりも改善されているのかを確認するため、まずは AGN トレーサーである $12\ \mu\text{m}$ の光度を用いた。 $12\ \mu\text{m}$ はトーラスから放射され、AGN 由来の X 線光度と相関がある。また、中間赤外線はダストによる吸収を受けにくいため、母銀河の星間物質による減光がほぼ無視できる。そこで、NGC 5135 では $L_{12\mu\text{m}} = 1.1 \times 10^{43}\ \text{erg s}^{-1}$ (García-González et al. 2017) が測定されているので、Asmus et al.(2014) と Gandhi et al.(2009) が与える変換式を用いて、 $L_{2-10\text{keV}}^{(\text{int})} \sim (5 - 7) \times 10^{42}\ \text{erg s}^{-1}$ が得られる。この結果は本解析の X 線光度ともよく一致している。

さらに、X 線光度を中間赤外線の狭軌線 [Ne V] $14\ \mu\text{m}$ の光度とも比較する。[Ne V] 輝線は、SMBH 近傍の降着円盤から出る紫外線が、狭軌線領域にあるネオンを電離することで生じる。そのため、[Ne V] 輝線は AGN の紫外線光度を反映する。NGC 5135 については、Lamassa et al.(2012) で [Ne V] 光度が

測定されているので、Satyapal et al.(2007) の変換式を用いて、AGN による bolometric 光度 $L_{\text{bol}}^{(\text{AGN})} \sim 1.2 \times 10^{44}\ \text{erg s}^{-1}$ が求まる。さらに、SMBH 質量 $M_{\text{BH}} \sim 1.7 \times 10^7 M_{\odot}$ (Izumi et al. 2016) を用いて、エディントン比を $\lambda_{\text{Edd}} \sim 0.06$ と見積もることができる。一方、bolometric 光度と X 線光度の比 (2–10 keV bolometric correction) は ~ 18 と求まる。これは Vasudevan et al.(2007) から期待される値とも良く一致している (図 4)。以上の議論から、今回求めた X 線光度は他の波長による結果ともよく一致していることが分かった。

最後に、合体由来の Compton-thick AGN を持つ U/LIRGs (e.g., UGC 5101 - Oda et al. 2017; Mrk 463 - Yamada et al. 2018) と比較すると、エディントン比は大きくないことが分かった。これは、ガスやダストの角運動量損失が、銀河同士の合体によって効率的に行われることと矛盾しない結果である。今後は、*NuSTAR* 衛星によって観測された U/LIRGs を系統的に調査することで、銀河の合体による影響や、U/LIRGs における銀河と SMBH 進化の相関関係を探る。

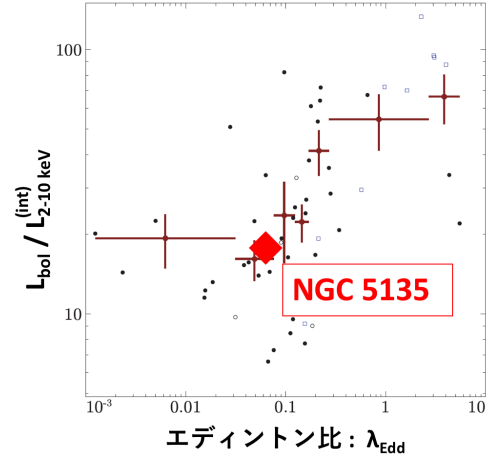


図 4: AGN における 2–10 keV bolometric correction とエディントン比の相関図。NGC 5135 の結果は赤のダイヤモンドで示している。図は Vasudevan et al. (2007) を改変した。

5 Conclusion

我々は Compton-thick AGN を持ち、合体由来でない LIRG である NGC 5135 について、広帯域 X 線スペクトル解析を行なった。X 線解析には *NuSTAR*、*Chandra*、*Suzaku* 衛星のデータを用いた。その結果、過去最高精度で視線方向の水素柱密度と X 線光度を見積もることができ、先行研究よりもさらに深く埋もれた Compton-thick AGN を持つことが分かった。これらの結果は中間赤外線 $12\ \mu\text{m}$ や $[\text{Ne V}]\ 14\ \mu\text{m}$ の結果とも一致している。さらに、合体由来で Compton-thick AGN を持つ U/LIRGs (e.g., UGC 5101, Mrk 463) と比べるとエディントン比が大きいことが分かった。今後は、*NuSTAR* によって観測された U/LIRGs を系統的に調査することで、銀河の合体による影響、U/LIRGs における銀河と SMBH の進化の相関関係を探る。

Acknowledgement

本研究にあたってご指導頂いている京都大学の上田佳宏先生、谷本敦先輩に心から感謝申し上げます。

また、谷本先輩、東京大学の小高裕和様、尾道市立大学の川口俊宏様、広島大学の深沢泰司様には、クランピートースモデルの提供等多くのお力添えを頂きました。ありがとうございました。

Reference

- Asmus, D., Hönig, S. F., Gandhi, P., Smette, A., & Duschl, W. J. 2014, MNRAS, 439, 1648
- Colina, L., Piqueras López, J., Arribas, S., et al. 2015, A&A, 578, A48
- Gandhi, P., Horst, H., Smette, A., et al. 2009, A&A, 502, 457
- García-González, J., Alonso-Herrero, A., Hönig, S. F., et al. 2017, MNRAS, 470, 2578
- Hopkins, P. F., Hernquist, L., Cox, T. J., & Kereš, D. 2008, ApJS, 175, 356
- LaMassa, S. M., Heckman, T. M., Ptak, A., et al. 2012, ApJ, 758, 1
- Levenson, N. A., Weaver, K. A., Heckman, T. M., Awaki, H., & Terashima, Y. 2004, ApJ, 602, 135
- Oda, S., Tanimoto, A., Ueda, Y., et al. 2017, ApJ, 835, 179
- Ricci, C., Bauer, F. E., Treister, E., et al. 2017, MNRAS, 468, 1273
- Satyapal, S., Vega, D., Heckman, T., O'Halloran, B., & Dudik, R. 2007, ApJL, 663, L9
- Singh, V., Risaliti, G., Braitto, V., & Shastri, P. 2012, MNRAS, 419, 2089
- Vasudevan, R. V., & Fabian, A. C. 2007, MNRAS, 381, 1235
- Yamada, S., Ueda, Y., Oda, S., et al. 2018, ApJ, 858, 106

a15

すばる望遠鏡 Hyper Suprime-Cam を用いた塵に覆われた銀河の 可視光線における統計的性質

登口 暁 (愛媛大学大学院 理工学研究科)

Abstract

Dust-obscured galaxies (DOGs) は可視光線に比べて中間赤外線が 1000 倍以上明るい銀河である。この天体の形成を説明するシナリオとして、ガスを多く含んだ銀河同士の合体シナリオがある。このシナリオにおいて、DOGs はクエーサーへ進化する前の塵に覆われた星形成段階と塵に覆われた AGN 段階に対応していると考えられている。即ち、DOGs はクエーサーの形成と進化を研究する上で重要な天体である。そこで、本研究ではすばる望遠鏡 Hyper Suprime-Cam で得られたデータをもとに、近赤外線や中間赤外線のデータと組み合わせることで大規模な DOGs サンプルを構築し、DOGs の可視光線帯の統計的性質の調査をした。その結果、53 平方度の天域中に 427 天体の DOGs を発見した。選出された DOGs を、SED 情報により星形成活動が支配的な天体と AGN 活動が支配的な天体に分類し、それぞれの可視光線における性質を調査したところ、星形成段階にある DOGs は観測者系の可視光線帯の SED では赤く、それに比べると AGN 段階にある DOGs の可視光線帯の SED が相対的に青いことが解った。これは塵の減光量で DOGs の色が決まると仮定すると、前述のガスを多く含んだ銀河同士の合体シナリオに合致する結果である。また、AGN 活動が支配的な DOGs の中に可視光線帯で極めて青い DOGs (Blue-excess DOGs; BluDOGs) が複数存在することを発見した。この特異的な天体の解釈として、こうした BluDOGs では中心の AGN からの光が塵の間から漏れ出していると考えられる。

1 Introduction

銀河進化を理解する上で注目されている観測事実として、超巨大ブラックホール (super massive black-hole; SMBH) の質量とその SMBH を持つ母銀河の星質量の間に見られた相関関係がある (e.g., Magorrian et al. 1998)。この関係から、SMBH とその母銀河はお互いに影響を及ぼしあいながら成長してきた可能性が示唆されている (SMBH と母銀河の共進化; e.g., Kormendy & Ho 2013)。しかし、この共進化がどのような物理プロセスで生じているのか、その実態は未だに理解されていない。この問題を解決する一つのシナリオとして、ガスを多く含む銀河同士の合体シナリオがある。ガスや塵を多く含んだ銀河同士の合体が生じると、合体した銀河は塵に覆われた活発な星形成 (star-formation; SF) の段階を経験し、その後で銀河中心に降着する物質によって SMBH 周りが明るく輝く、塵に覆われた活動銀河核 (active galactic nucleus; AGN) 段階になる。そして、

AGN 活動によりを覆っていた塵が吹き飛ばされて、塵の晴れた AGN (=クエーサー) へ進化すると考えられている (Hopkins et al. 2008)。即ち、クエーサーの形成と進化を研究する上で塵に覆われた SF 段階と AGN 段階は重要な段階である。

塵に覆われた SF 段階と AGN 段階を研究するために、先行研究では dust-obscured galaxies (DOGs; Dey et al. 2008) と呼ばれる、可視光線の R バンドのフラックスよりも中間赤外線の $24\ \mu\text{m}$ バンドのフラックスが 1000 倍以上も明るい天体に着目することで、効率よく塵に覆われた SF 段階や AGN 段階の天体を発見した。また、すばる望遠鏡の可視光線超広視野主焦点カメラ (Hyper Suprime-Cam; HSC; Miyazaki et al. 2018) を用いたすばる戦略枠観測 (Subaru Strategic Program; SSP) によるサーベイの初期データと中間赤外線の全天探査衛星 Wide-field Infrared Survey Explorer (WISE; Wright et al. 2010) のデータを用いて、Toba et al. (2015) では DOGs を効率良く広範囲で選出した。しかし、HSC-

SSP の初期データでは観測領域が $\sim 10 \text{ deg}^2$ と狭く、観測された広帯域フィルターが 2 バンドしかなかったことから、可視光線の統計的性質の議論ができなかった。

本研究では、HSC-SSP データと WISE データを用いて、DOGs の可視光線の統計的性質を調査し、DOGs の持つ塵の統計的性質からガスを多く含んだ同質量程度の銀河同士の合体シナリオにおける天体の変遷について考察する。

2 Sample selection

2.1 Catalogs

本研究の広範囲 DOGs 探索には可視光線と中間赤外線のカタログデータとして、HSC-SSP と WISE のカタログデータを用いた。しかし、HSC と WISE には空間分解能に大きな差がある（それぞれ、 $0.6''$ と $12''$ ）。そこで、Toba et al. (2015) で採用された、近赤外線の大域サーベイである VISTA Kilo-degree Infrared Galaxy survey (VIKING; Arnaboldi et al. 2007) のカタログデータ（空間分解能が $1''$ ）より、可視光線から近赤外線にかけて赤い天体だけをまず選ぶことで DOGs 候補天体を絞り込む方法を本研究にも使用する。

可視光線のカタログデータとして可視光線大規模サーベイデータである、HSC-SSP S16A カタログデータを使用した。このカタログには、 g, r, i, z, y バンドの 5 つの広帯域フィルターの測光情報が掲載されており、それぞれの 5σ 限界等級は 26.5, 26.1, 25.9, 25.1, 24.4 AB mag である。

近赤外線のカタログデータとして近赤外線大規模サーベイデータである、VIKING DR2 カタログデータを使用した。このカタログには Z, Y, J, H, Ks バンドの 5 つの広帯域フィルターの測光情報が掲載されており、それぞれの 5σ 限界等級は 23.1, 22.3, 22.1, 21.5, 21.2 AB mag である。

中間赤外線のカタログデータとして中間赤外線全天サーベイデータである、ALLWISE カタログデータを使用した。このカタログには $W1(3.4\mu\text{m}), W2(4.6\mu\text{m}), W3(12\mu\text{m}), W4(22\mu\text{m})$ バンドの 4 つの広帯域フィルターの測光情報が掲載されている。そ

れぞれの 5σ 限界等級は観測領域によって異なるが、19.6, 19.3, 16.4, 14.5 AB mag より良い。

2.2 Clean samples

各カタログのクロスマッチを行う前に、明るい天体の近くで天体内のピクセルが影響を受けているものや、宇宙線の影響を受けているものなどをそれぞれのカatalogデータから除外した“クリーンサンプル”と呼ばれるサンプルを作成する。HSC-SSP S16A カタログデータ (294,392,329 天体) のクリーンサンプルは 12,275,212 天体になる。VIKING DR2 カタログデータ (46,270,162 天体) のクリーンサンプルは 13,455,180 天体になる。ALLWISE カタログデータ (747,634,026 天体) のクリーンサンプルは 9,439,990 天体になる。

2.3 Cross-matches and selection

まず、HSC クリーンサンプルと VIKING クリーンサンプルでサーチ半径 $1''$ でクロスマッチを行った。ここでのクロスマッチではサーチ半径内にある天体の中で最も位置に近いもの同士でのマッチングを行った。その結果、1,082,644 天体をマッチングした。

次に、可視光線から近赤外線にかけて赤いスペクトルを示す天体を選出するために $(i - Ks)_{\text{AB}} \geq 1.2$ (Toba et al. 2015) という条件を課す。その結果、521,432 天体を選出された (HSC-VIKING サンプル)。

その後、HSC-VIKING サンプルと ALLWISE クリーンサンプルでサーチ半径 $3''$ でクロスマッチを行った。その結果、1,435 天体をマッチングした。

最後に、DOGs の定義である $(i - [22 \mu\text{m}])_{\text{AB}} \geq 7.0$ (Toba et al. 2015) を満たす天体を選出する。その結果、427 天体が DOGs として選出された。

2.4 Classification of DOGs

塵に覆われた SF 段階と塵に覆われた AGN 段階の DOGs はそれぞれ、bump DOGs、PL DOGs と

よばれている。これは、それぞれの DOGs の近赤外線-中間赤外線の spectral energy distribution (SED) の形に着目したものだ。観測された K_s バンドのフラックス (f_{K_s}) と観測された $W2$, $W3$, $W4$ バンドフラックスを用いた指数関数フィットより予想される K_s フラックス ($f_{K_s}^{fit}$) の比を用いて分類する。比が大きいものは SED 上で、古い星の放射によって K_s バンドにおいて山 (bump) が見られるため、bump DOGs に分類される。比が小さいものは SED 上で、AGN の放射によって近赤外線-中間赤外線の SED が指数関数的に見られるため、PL DOGs に分類される。本研究では、bump DOGs と PL DOGs の分類におけるフラックス比の閾値として、Toba et al. (2015) の $f_{K_s}/f_{K_s}^{fit} > 3$ を満たすものを bump DOGs に、満たさないものを PL DOGs に分類した。その結果、bump DOGs が 40 天体、PL DOGs が 184 天体、 $W2$ または $W3$ バンドで非検出のため分類不可能であった DOGs が 203 天体であった。

3 Results

3.1 The optical color of the DOGs

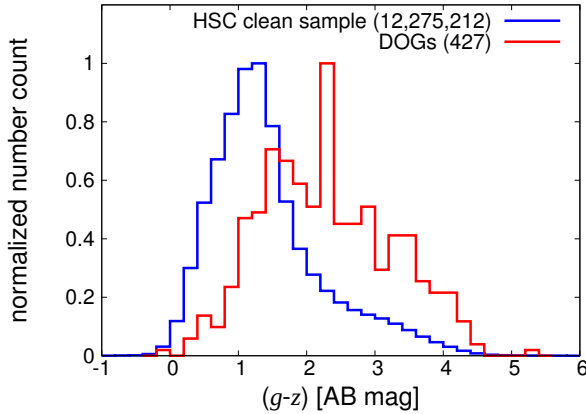


図 1: ピーク値で規格化された HSC クリーンサンプルと DOGs の $(g-z)_{AB}$ のカラー分布。青が HSC クリーンサンプルで、赤が DOGs。丸括弧内は天体数。

可視光線-中間赤外線では赤い DOGs が可視光線の波長域においても赤いのかを調べるために、 $(g-z)_{AB}$ のカラーを調べた (図 1)。 $(g-z)_{AB}$ のカラーにお

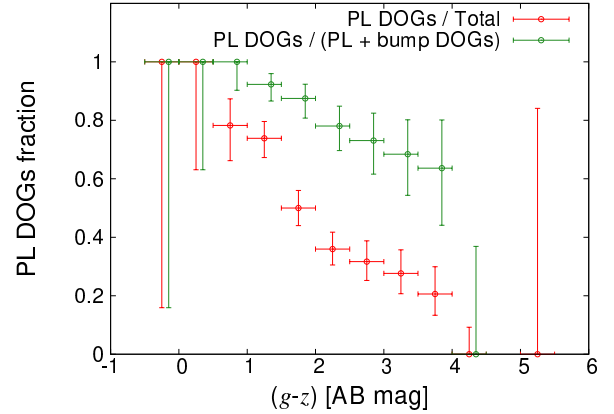


図 2: $(g-z)_{AB}$ ごとの PL DOGs が占める割合。赤が DOGs 全体に対して占める割合で、緑が PL DOGs + bump DOGs に対して占める割合。

いて、DOGs は一般的な天体 (HSC クリーンサンプル) に比べて赤い天体である事がわかる。一方で、DOGs は $(g-z)_{AB}$ において、大きい分散を持つように見られる。そこで、 $(g-z)_{AB}$ ごとの PL DOGs が DOGs 全体に対して占める割合と PL DOGs + bump DOGs に対して占める割合を求めた (図 2)。その結果、PL DOGs の割合が $(g-z)_{AB}$ に対して負の相関がある事がわかった。

3.2 The blue excess DOGs

図 1 に見られるように、DOGs の全てが必ずしも可視光線で赤いカラーを示す訳ではなく、可視光線において極めて青いカラーを示す DOGs も僅かながら存在する事がわかる。そこで、可視光線 5 バンド (g, r, i, z, y) に対して指数関数フィッティングを行い、極めて青い DOGs の定量的な選出を行った。この時、フィッティングには $f \propto \lambda^{\alpha_{opt}}$ の式を用いた。また、 α_{opt} の分布を理解するためにヒストグラムも作図した (図 3)。この時の α_{opt} の値が 0.4 以下のものを極めて青い DOGs (Blue-excess DOGs; BluDOGs: Noboriguchi et al. 2018) とした。この条件を満たす BluDOGs は、我々の DOGs サンプルの中に合計 8 天体存在した。

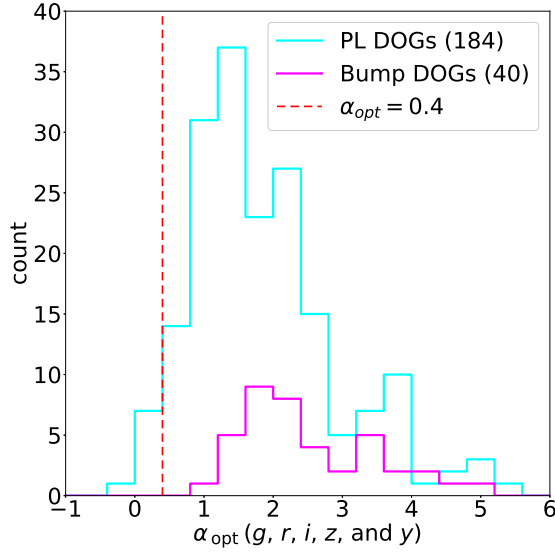


図 3: α_{opt} のヒストグラム。シアン色の線が PL DOGs を、マゼンタ色の線が Bump DOGs を表す。赤の破線が $\alpha_{\text{opt}} = 0.4$ の破線。丸括弧内は天体数。

4 Discussion

4.1 Why do PL DOGs show a bluer color?

DOGs は塵に覆われた銀河であるため、塵の減光によって可視光線のカラーが決まるとすると、より赤い天体ほど塵による減光が大きく効いており、より青い天体ほど塵による減光があまり効いていない。すると、より青かった PL DOGs はより赤かった bump DOGs に比べて塵の覆いが薄くなっていると考えられる。この結果は、Hopkins et al. (2008) において示された、ガスを豊富に含んだ銀河同士の合体シナリオの中における塵に覆われた SF 段階が塵に覆われた AGN 段階へ進化し、そしてクエーサーへ進化するストーリーと一致する結果である。

4.2 What is the origin of the blue excess of the BluDOGs

Assef et al. (2016) では、DOGs の持つ塵の温度よりも高い温度を持つ天体サンプルにおいて、可視光線の短波長側に超過が見られる天体があった。この

論文においては、その短波長側の超過の原因を中心に、ある AGN からの光が塵の覆いから漏れ出しているのではないかと示唆している。本研究で見つかった BluDOGs も同じような事が起きているとすると、BluDOGs という天体は今まさに PL DOGs からクエーサーへ進化しようとしている天体である事が示唆される。故に、AGN からのアウトフローによって塵が吹き飛ばされている瞬間を捉える事ができる可能性があり、分光観測や面分光観測による詳細な調査によって明らかにする必要がある。

5 Conclusion

今回、HSC, VIKING, ALLWISE のデータを用いて、DOGs を 427 天体発見した。塵の減光の影響を受けるとされる可視光線波長帯の統計的性質を見るために、 $(g-z)_{\text{AB}}$ のヒストグラムを調べると PL DOGs は BluDOGs に比べて青い事がわかった。DOGs の SED 上において可視光線波長帯を指数関数フィットを行うと、極めて青い DOGs を 8 天体選出する事が出来た。これは DOGs がクエーサーへ進化する上で、塵の覆いが晴れつつあるためであると示唆される。

Reference

- Arnaboldi et al. 2007, The Messenger, 127
- Assef et al. 2016, ApJ, 819, 111
- Dey et al. 2008, ApJ, 677, 943
- Hopkins et al. 2008, ApJS, 175, 356
- Kormendy & Ho 2013, ARA&A, 51, 511
- Magorrian et al. 1998, AJ, 115, 2285
- Miyazaki et al. 2018, PASJ, 70, S1
- Noboriguchi et al. 2018, arXiv e-prints, arXiv:1803.09951
- Toba et al. 2015, PASJ, 67, 86
- Wright et al. 2010, AJ, 140, 1868

a16

近傍渦巻銀河 M 83 における渦巻腕を横切る際の巨大分子雲の化学進化の観測的研究

杉内 拓 (大阪府立大学大学院 理学系研究科)

Abstract

銀河には様々な形を示すものがあり、その多様性は銀河進化段階を反映していると考えられている。それゆえに銀河進化の素過程である分子雲の進化や星形成を理解することが重要である。はっきりとした渦巻腕を持つ渦巻銀河は、分子雲の進化において渦巻腕が大きな役割を果たすことが知られている。

最近の研究にて、渦巻銀河において分子雲が渦巻腕を横切る際に質量を蓄えて大質量になっていくことがわかってきた (Egusa et al. (2011), Hirota et al. (2011))。また、渦巻銀河 NGC 1068 の ^{13}CO (1-0), C^{18}O (1-0), CS (2-1), CH_3OH (2-1) の 4 輝線の観測により巨大な分子雲 (~ 100 pc) での化学進化過程が明らかになった (Tosaki et al. (2017))。

そこで本研究では渦巻銀河 M 83 の東側の渦巻腕において、巨大分子雲 (~ 40 pc) の化学進化について知るために、ALMA 望遠鏡を用いて ^{13}CO (1-0), C^{18}O (1-0), CS (2-1), CH_3OH (2-1) の 4 輝線を高分解能で観測し空間分布を調べた。輝線強度を比較することで、下流ほど高密度で星形成が活発である傾向があることがわかった。この結果は、「渦巻腕を横切る際に分子雲が進化し、高密度ガス形成と星形成が起こる」ことを先行研究 (~ 100 pc) に比べて、より細かいスケール (~ 40 pc) で詳細に明らかにしたということである。

1 Introduction

宇宙のもっとも基礎的な構成単位である銀河を理解することは宇宙そのものの理解につながる。また、銀河の進化を理解するためには、分子雲の進化および星形成の理解が欠かせない。特に銀河中の分子雲の進化において渦巻腕が重要な役割を果たしていると考えられる。

また、銀河の中では星が作られ、輝き、そして死を迎えるたびに、銀河には水素とヘリウム以外の重元素が蓄積されて行く。このために、銀河の重元素量は時間の経過とともに徐々に増えて行く。これが銀河の化学進化である。高分解能の電波望遠鏡の登場により、近傍銀河において CO 分子輝線を用いた観測以外にも様々な分子輝線を用いた観測が行われるようになってきたことで、銀河内でも化学進化の様子がより詳細に明らかになりつつある。

これを示す重要な例として、GMC (Giant Molecular Cloud; ~ 40 pc) よりも大きい 100 pc ほどの空間スケールで、近傍棒渦巻銀河 NGC 1068 の中心の直径 $\sim 1''$ を対象とした観測があった。 ^{13}CO (1-0), C^{18}O (1-

0), CS (2-1), CH_3OH (2-1) を含む分子輝線の観測を行うことで、渦巻腕での化学変化を読み取ることができることがわかった (Tosaki et al. (2017))。

本研究の観測対象である M 83 は南の空に上がる近傍棒渦巻銀河であり、棒構造、渦巻腕、腕間領域がはっきり見られる。天体までの距離は 4.5 Mpc であり、これは NGC 1068 の約 $1/3$ の距離に相当する。角度に直すと $1'' = 22$ pc である (Thim et al. (2003))。

ALMA Cycle-0 ^{12}CO (1-0) 輝線の観測により、多数の GMC が棒構造、渦巻腕周辺に同定されていた。さらに、明るい H 領域 ($\text{LH}\alpha \geq 1037.6 \text{ erg s}^{-1}$) が付随した GMC は下流に位置する傾向があることがわかった。また、先行研究 (Hirota et al. (2014)) より共回転半径が棒構造の中心から一端までの 1.7 倍の大きさであることも知られていた。図 1 にその概略図を示す。これらの結果は今回の観測が場所が非常に観測した領域は、Cycle-0 で観測した領域の中でも GMC が多数見られる東側の渦巻腕周辺である。図 2 は ALMA Cycle-0 の観測領域に本観測領域を示した図である。

衝撃波の分子雲への影響を考える際には、分子雲が影響を受ける力のうち自己重力と外圧のどちらが



図 1: 可視光で見た M 83
黄線で囲んだ円が M 83 の共回転半径である。
赤の長方形で囲んだ範囲の観測を図 2 に示す。

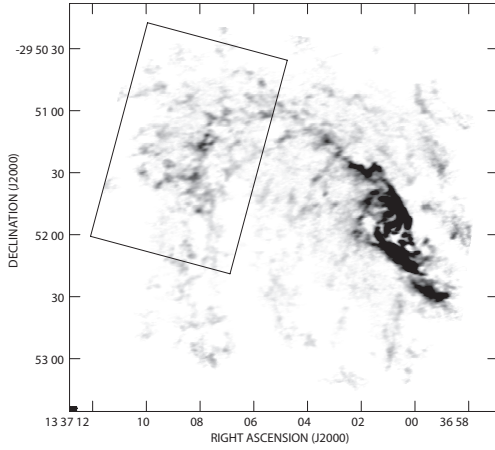


図 2: ALMA cycle-0 $^{12}\text{CO}(1-0)$ 輝線強度図
四角で囲んだ範囲が本観測の領域である。

支配的かを判断することが重要である。本研究では光度質量とビリアル質量との比較で考える。

光学的に薄い $^{13}\text{CO}(1-0)$ の強度を用いて、質量換算したものを以下光度質量として扱う。式 (1) に示すのは、局所熱力学的平衡にあり、光学的に薄い輝線という条件下で用いられる水素分子の柱密度 N_{H_2} 導出の方程式である。 T_{ex} は励起温度として 20 K を採用した、 $I_{^{13}\text{CO}}$ は GMC ごとの $^{13}\text{CO}(1-0)$ の輝線強度を示す。 $[\text{H}_2]/[^{13}\text{CO}]$ は典型的な値 5.0×10^5 を引用した。(Dickman et al.(1978))

$$N_{\text{H}_2} = 2.41 \times 10^5 \times \frac{[\text{H}_2]}{[^{13}\text{CO}]} \frac{e^{5.29/T_{\text{ex}}}}{e^{5.29/T_{\text{ex}}} - 1} \times I_{^{13}\text{CO}} \quad (1)$$

$[\text{cm}^{-1}]$ $[\text{K} \cdot \text{km s}^{-1}]$

次に、水素分子の柱密度を用いて光度質量 M_{LTE} を導出する方程式を式 (2) に示す。

ここで水素分子の平均分子量を $\mu = 2.8$ kg, 本観測におけるピクセルサイズを $\text{pix} = 1.6 \times 10^{19}$ cm, 太陽質量を $M_{\odot}$, 水素分子の原子量を M_{H_2} で示した。

$$M_{\text{LTE}} = N_{\text{H}_2} \times \mu \times \text{pix}^2 \times M_{\odot} / M_{\text{H}_2} \quad (2)$$

$[M_{\odot}]$ $[\text{cm}^{-1}]$ $[\text{kg}]$ $[\text{cm}]$ $[M_{\odot} \cdot \text{kg}^{-1}]$

ビリアル質量とは、磁場や回転の効果が無視した球対称の分子雲の流体方程式から、分子雲内部が 10 K で一定で、分子雲表面の圧力を無視できるほど弱いと仮定した際に得られる近似質量である。式 (3) のようにガス粒子の分布関数の半値幅 (以下線幅と呼ぶ) と分子雲の半径によって簡単な式で記述される。

$$M_{\text{VIR}} = 210 R (\Delta v)^2 \quad (3)$$

$[M_{\odot}]$ $[\text{pc}]$ $[\text{km} \cdot \text{s}^{-1}]$

高密度の分子雲において光度質量とビリアル質量は同程度であるとされる。ビリアル比が小さいほど外圧が支配的であり、ビリアル比が大きいほど自己重力が支配的であると考えられる。

2 Observations and Reduction

使用した望遠鏡は、電波干渉計 ALMA (Atacama Large Millimeter/submillimeter Array) である。受信機は Band3 (84-119 GHz) を用い、4 輝線 $^{13}\text{CO}(1-0)$, $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$, $\text{CS}(2-1)$, $\text{CH}_3\text{OH}(2-1)$ を観測した。表 1 に観測諸元をまとめた。

リダクションには主には CASA (Common Astronomy Software Applications) を用いた。干渉計観測で得られるデータは真の強度分布に合成ビームを畳み込んだ dirty map である。合成ビームの影響を取り除いて真の強度分布を推定するには、畳み込みをほどく操作が必要である。その方法の 1 つとして clean が存在する。clean とは、dirty map の強度のピークを中心に合成ビームサイズを差し引いてゆく反復法を用いたアルゴリズムである。

表 1: 観測諸元

輝線/遷移	周波数 (GHz)	角度分解能 (arcsec)	Position angle (degree)	RMS (K km/s(dv = 4km/s))
$^{13}\text{CO}(1-0)$	110.2014	2.11×1.72	-88.74	1.40×10^{-2}
$\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$	109.7822	2.12×1.62	-89.24	1.40×10^{-2}
$\text{CS}(2-1)$	97.98095	2.38×1.81	-89.16	1.11×10^{-2}
$\text{CH}_3\text{OH}(2-1)$	96.74138	2.42×1.82	-89.69	1.13×10^{-2}

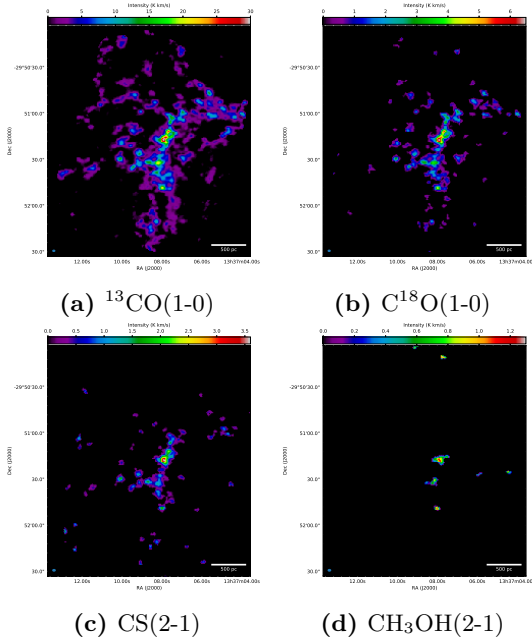


図 3: 各輝線の積分強度図
各輝線強度をカラーマップで示し, $^{13}\text{CO}(1-0)$ を等高線として他輝線にかけている. ピクセルサイズは $0''.5$ である.

3 Results

得られた積分強度図を図 3 に示す. 図 3 の上端にあるカラーバーは輝線強度であり, 右下の白線はスケールバーであり, 図の縮尺となっている.

また, ^{13}CO の輝線を GMC に分解して物理特性を測定するために, ^{13}CO 次元データに dendrogram というアルゴリズム (Rosolowsky et al.(2008)) を用いた. 147 個の GMC を同定し, それぞれオレンジ色で囲んで図 4 に示した. それら GMC に対して得られたサイズ線幅関係, 光度質量ビリアル質量関係を図 5 に示した.

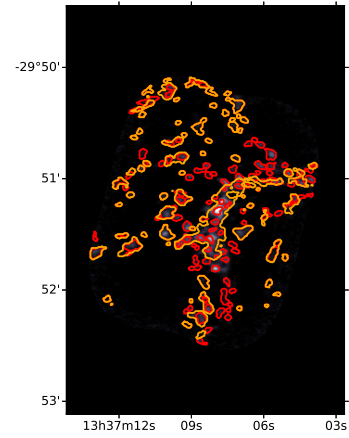
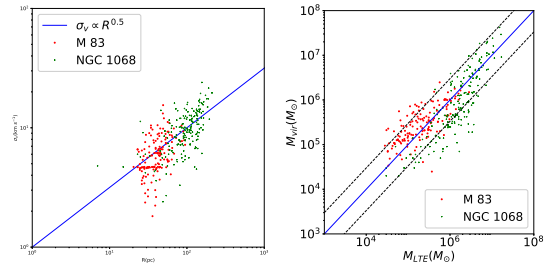


図 4: dendrogram map
 $^{13}\text{CO}(1-0)$ の積分強度カラーマップに, 同定した trunk を橙色で leaves を赤色で囲んで示した.



(a) サイズ線幅関係 (b) 光度質量ビリアル質量関係

図 5: GMC ごとのパラメータプロット
(a) 横軸は分子雲の半径, 縦軸は分子雲の線幅を示している. 直線は $\sigma_v \propto R^{0.5}$ (Larson et al. (1981)) (b) 横軸は光度質量, 縦軸はビリアル質量を示している. 実線は $M_{\text{LTE}} = M_{\text{vir}}$, 点線は $M_{\text{LTE}} = 1/3M_{\text{vir}}, 3M_{\text{vir}}$ をそれぞれ示した.

4 Discussion

図 3 に示した積分強度図を大局的にみると、 $^{13}\text{CO}(1-0)$ が 4 輝線の中で最も渦巻腕全体の構造をとらえているため、ガス量全体のトレーサーとしての役割を果たしていることが確認できた。高密度ガス分布をトレースする $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$ および $\text{CS}(2-1)$ が全分子ガス分布をトレースする $^{13}\text{CO}(1-0)$ に比べて下流側に存在することから、腕の下流ほど、より分子ガスが高密度だと言える。 $\text{CH}_3\text{OH}(2-1)$ については、強度が微弱で存在範囲が非常に限定されていることがわかった。

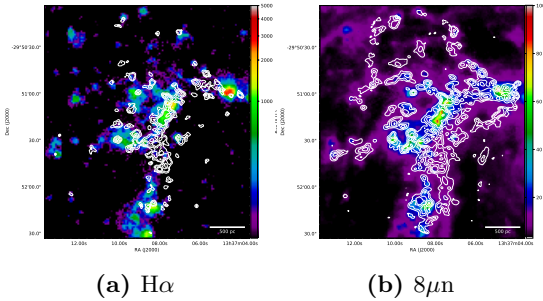


図 6: 他波長輝線との比較
(a) $\text{H}\alpha$ のカラーマップに C^{18}O の等高線を 15, 50, 100, 160 σ で引いた.(1 σ = 16 mK) (b) $8\mu\text{m}$ のカラーマップに ^{13}CO の等高線を 60, 200, 400, 700 σ で引いた.(1 σ = 14 mK)

また、観測した 4 輝線と $\text{H}\alpha$ や $8\mu\text{m}$ との比較も行った。(図 6) 星形成領域をトレースする $\text{H}\alpha$ 輝線が高密度領域をトレースする $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$ および $\text{CS}(2-1)$ と比べて下流側に存在していることから、星形成は下流で集中して起きているといえる。 $8\mu\text{m}$ はダストのトレーサーとしてよく知られている。分子雲全体の構造をトレースする $^{13}\text{CO}(1-0)$ との相関を見ると、分子雲全体の構造とダストは良い相関がとれることがわかった。

一般にサイズと線幅は Larson's Law とよばれる、線幅がサイズの 0.5 乗に比例する関係があることが知られている (Larson et al. (1981)). この関係が本観測の GMC においても当てはまるかどうかを図 5(a) で確かめた。先行研究 (Tosaki et al. (2017)) より NGC 1068 の GMC についても参照した。結果としては、ほとんどの GMC については Larson's Law にしたがうことが見て取れた。

また、図 5(b) より、光度質量とビリアル質量との差は 3 倍以内に収まるものがほとんどであった。これは高密度化する要因をおおむね満たしているということである。さらに位置情報など他のパラメータとの相関を調べ、多角的に解析を進めている段階である。

5 Conclusion

銀河進化を理解するためには、その素過程である分子雲の進化と星形成の理解が欠かせない。本研究では ALMA 望遠鏡を使って、近傍棒渦巻銀河 M 83 の東側の渦巻腕の $^{13}\text{CO}(1-0)$, $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$, $\text{CS}(2-1)$, $\text{CH}_3\text{OH}(2-1)$ の各輝線を観測し、渦巻腕を横切る際の分子雲の化学進化を研究した。

1. 高密度領域をトレースする $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$, $\text{CS}(2-1)$ は銀河中の分子ガスの渦巻腕をトレースする $^{13}\text{CO}(1-0)$ に比べて下流側に集中することがわかった。
2. 星形成領域をトレースする $\text{H}\alpha$ 輝線の光度は $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$ に比べて下流側に集中することが分かった。
3. これらの結果から、GMC が渦巻腕を横切る際に高密度化し、そして星形成へと進化している様子を GMC の空間スケールで初めて明らかにした。

Reference

- Egusa et al. 2011, Apj, 726, 85
Hirota et al. 2011, Apj, 737, 40
Tosaki et al. 2017, PASJ, 69, 18
Thim et al. 2003, Apj, 590, 256
Hirota et al. 2014, PASJ, 66, 46
Rosolowsky et al. 2008, ApJ, 679, 1338-1351
Dickman, R. L. 1978, ApJS, 37, 407
Larson, R. B. 1981, MNRAS, 194, 809

a17

大規模シミュレーションに基づいた銀河サブストラクチャの統計的研究

森永 優 (千葉大学大学院 融合理工学府)

Abstract

銀河周辺では矮小銀河や星団の潮汐崩壊により形成されたストリーム構造などが複数観測されている。これらサブストラクチャの形状は、過去に矮小銀河がどのような軌道を描いて銀河に取り込まれたかのトレーサーであり、銀河形成史を探る上で重要である。

本研究では標準的な Λ CDM モデルに基づいた高分解能宇宙論的 N 体シミュレーションと準解析的手法を用いて、銀河周辺の多数のサブストラクチャの統計的性質を解析した。恒星の分布をモデル化するために、サブストラクチャの起源である矮小銀河ハロー内で力学的に強く束縛されているダークマター粒子を恒星粒子と仮定する Particle Tagging 法を用いた。加えて再電離を考慮した準解析的星形成モデルを用いて恒星質量を見積もり、観測と矛盾のない銀河モデルを構築した。そしてホスト銀河との潮汐相互作用の結果として形成された、サブストラクチャの様々な構造を“長さ”や“細さ”などの形状の特徴を表すパラメータを用いて定量化し、近点距離や遠点距離などの軌道の特徴を表すパラメータとの関連性について調べた。

近点距離や遠点距離の違いによって現在のサブストラクチャの長さや細さがスムーズに変化することが分かった。銀河中心付近を軌道運動する近点距離が小さなものは、銀河からの強い潮汐力の影響で大きく壊され、細い形状を維持できなくなる傾向が見られた。また、矮小銀河ハローがホストハローの半径内に入った時期によって現在の形状はスムーズに変化し、特にストリーム構造を示すサブストラクチャは赤方偏移 $0.5 \lesssim z \lesssim 2$ でホストハローの半径内に入った矮小銀河ハローを起源とすることが明らかになった。また、高赤方偏移でホストハローに取り込まれた矮小銀河ハローは十分に潮汐崩壊し、細い形状を示さなくなる傾向が見られた。

1 Introduction

銀河周辺を軌道運動している矮小銀河などの衛星銀河は銀河系との潮汐相互作用により崩壊しながら銀河系に取り込まれる。その過程でみられる特徴的な構造として細長いストリーム構造を持つ矮小銀河などが近年の観測で発見されている。そして、銀河系を大きく取り囲む射手座矮小銀河から伸びる巨大なストリームはその代表例ともいえる。このストリームの形状は過去の矮小銀河の合体の奇跡であり、銀河系とそれらの関係性を知る手がかりとなる。また、その形状から銀河系のダークハローの形状の推定のための良いモデルともなる (Ibata et al., 2001)。

このように銀河周辺のストリームを含むサブストラクチャの形状や過去の軌道を解析することは、銀河構造やその形成史を探る上で非常に重要なことである。しかし、このサブストラクチャの形状と過去の矮小銀河の軌道などとの詳細な関連性についてはまだ明らかになっていない。

銀河形成の再現モデルとして標準的な Λ CDM に基づいた宇宙論的 N シミュレーションは非常に有効な手段である。現在の宇宙は銀河や銀河団、超銀河団などから構成される階層的構造をなしており、これらは標準的な Λ CDM モデルによって説明できる。そしてこの宇宙論的 N 体シミュレーションに対して準解析的手法を用い、矮小銀河内の恒星質量や恒星分布を求めることで観測と矛盾のない銀河モデルを構築することが可能である。

これまでの研究では銀河を静的な孤立した系と仮定してその形成進化の研究が行われてきた。一方、本研究では高分解能宇宙論的 N 体シミュレーションで得られた、様々な物理的プロセスの基で形成した銀河、矮小銀河の形状やその軌道の統計的解析を、多くのサンプルをもとに行っている。本研究ではこれらの解析結果を基とした議論を進める。

2 Cosmological N -body simulation

本研究では、ボックスサイズ $8h^{-1}\text{Mpc}$ 、粒子数 2048^3 、質量分解能 $5.13 \times 10^3 h^{-1} M_\odot$ 、ソフトニング長 $120h^{-1}\text{pc}$ の標準的な ΛCDM に基づいた高分解能宇宙論的 N 体シミュレーション (Ishiyama et al., 2016) の解析を行った。ハロー検出には ROCKSTAR (Behroozi et al., 2013a) を、ハローの合体史を示したマージャーツリーの作成には CONSISTENT TREES (Behroozi et al., 2013b) を用いた。シミュレーションにおける各宇宙論パラメータは $(\Omega_0, \Omega_\Lambda, h, n_s, \sigma_8) = (0.31, 0.69, 0.68, 0.96, 0.83)$ であり、これらは人工衛星プランク (Planck Collaboration et al., 2014) に基づいている。解析では、ビリアル質量が $M_{\text{vir}} \sim 0.55 - 2.8 \times 10^{12} M_\odot$ の 9 つ銀河系サイズハローとその周辺の銀河サブストラクチャの解析を行った。

3 Methods

3.1 Particle Tagging

ダークマターシのみのシミュレーションの結果に対して Particle Tagging 法 (Cooper et al. 2010) を用いることで、矮小銀河ハロー内の恒星成分の空間分布の進化を追うことが出来る。恒星成分はダークマターハロー内のポテンシャルの深い位置に形成されると考えられるため、本研究で用いた Particle Tagging 法では矮小銀河ハロー内で力学的に強く束縛されているダークマター粒子の上位 10% を恒星粒子として、その進化を $z = 0$ まで追跡した。

この準解析的な手法は、流体シミュレーションに比べ計算コストが低く、より大規模なシミュレーションに対しても実装することができる。そのため、本研究で解析を行っているボックスサイズが大きく高分解能な宇宙論的 N 体シミュレーションに対しても有効である。

3.2 Orbital parameters and a model to assign stellar masses

本研究では $z = 0$ におけるサブストラクチャの過去の正確な軌道を求めるために、サブストラクチャの基となる矮小銀河ハローの合体までの軌跡をたどり、近点距離 r_{peri} 、遠点距離 r_{apo} 、矮小銀河ハローがホストハローの半径内に取り込まれた赤方偏移 z_{acc} の導出を行った。

近点距離 r_{peri} は z_{acc} 以降、ホストハロー中心からの矮小銀河ハロー中心までの距離が減少から増加に転じた点の中で最大の距離、遠点距離 r_{apo} は z_{acc} 以降、増加から減少に転じた点の中で最大の距離とした。

Koposov et al. (2009) は式 (1) による再電離を考慮した準解析的星形成モデルを提案し、矮小銀河ハロー内における恒星質量 M_* を見積もり、一定の成功を収めている。

$$M_* = \begin{cases} \frac{f_* \times (M_{\text{sat}} - M_{\text{rei}})}{(1 + 0.26(V_{\text{crit}}/V_{\text{circ}}(z_{\text{acc}}))^3)^3} + f_* \times M_{\text{rei}} \\ \frac{f_* \times M_{\text{sat}}}{(1 + 0.26(V_{\text{crit}}/V_{\text{circ}}(z_{\text{acc}}))^3)^3} \end{cases} \quad (1)$$

本研究では、 $z_{\text{rei}} \sim 11$ とし z_{rei} における円軌道速度 $V_{\text{circ}}(z_{\text{rei}}) = 10\text{km/s}$ を基準として式 (1) による矮小銀河内の星形成抑制モデルを導入した。

3.3 Quantifying structures

$z = 0$ におけるサブストラクチャ内の恒星粒子が形成する様々な構造を”長さ” L_{sub} や”細さ” T_{sub} などの特徴的な形状を表すパラメータを用いて定量的に評価する。

”長さ” L_{sub} はサブストラクチャ内の最も重力的に強く束縛されている粒子から、潮汐力により剥ぎ取られた遠方粒子までの距離とした。この L_{sub} が大きなサブストラクチャは大きく潮汐崩壊していると考えられる。

”細さ” T_{sub} は、サブストラクチャ内の恒星粒子の空間分布に対して主成分分析を行い、第一主成分軸と第三主成分軸の分散の比を取ることで細さの定義を行った。 T_{sub} の値が 1 近いような比較的小きな値をとるサブストラクチャは細い形状を示しておらず、一

方, T_{sub} が大きな値になるにつれ, サブストラクチャはより細いが形状を示し, ストリーム構造を形成していると考えられる.

本研究では特に長さを, 矮小銀河ハローの半径で規格化した $L_{\text{sub}}/R_{\text{vir}} > 5$ かつ $T_{\text{sub}} > 6$ である, 細長い形状を示すサブストラクチャをストリームとして扱うこととする.

4 Results and Discussion

図 1 は $z = 0$ におけるサブストラクチャの長さや細さの分布を示している. また, 各シンボルはサブストラクチャの基となる矮小銀河ハローがホストハローの半径内に入った赤方偏移 z_{acc} ごとに色分けされている.

図 1 から, z_{acc} の変化に伴ってサブストラクチャの形状がスムーズに変化していることが確認できる. $0 \lesssim z_{\text{acc}} \lesssim 0.5$ の低赤方偏移でホストハローの半径内に取り込まれたような矮小銀河ハローを起源とするサブストラクチャは $L_{\text{sub}}, T_{\text{sub}}$ が共に小さな値を示しており, 潮汐崩壊をほとんどおこしていない. 一方, $0.5 \lesssim z_{\text{acc}} \lesssim 2$ の特定の期間にホストハローに取り込まれたものは, 急激に潮汐崩壊をおこし細く長いストリーム構造を示すことが明らかになった. そして高赤方偏移でホストハローの半径内に取り込まれたものは十分に潮汐崩壊をおこし, 徐々に細い形状を示さなくなる傾向があることが分かった. また, いずれの恒星質量を有するサブストラクチャにおいても同様の傾向があることが確かめられた.

図 2 は図 1 と同様に $z = 0$ における恒星質量ごとのサブストラクチャの長さや細さの分布であるが, 各シンボルはサブストラクチャの基となる矮小銀河ハローの軌道パラメータを示している. 上図において, 各シンボルの色は近点距離 r_{peri} の大きさを, 下図は遠点距離 r_{apo} の大きさ示している.

図より, 近点距離, 遠点距離がともに大きな値を示すサブストラクチャは, ホストハロー中心から遠い位置に存在するため, ホストハローからの潮汐力の影響が少なく, 十分な潮汐崩壊をおこしていない. そのため, 長さ, 細さが共に小さな形状を示すサブストラクチャであると考えられる. またストリーム構造を示す

サブストラクチャは過去, 近点距離が $r_{\text{peri}} \sim 30\text{kpc}$ 前後, 遠点距離が $r_{\text{apo}} \sim 100\text{kpc}$ 前後を軌道運動した矮小銀河ハローを起源とする傾向があることが明らかになった. 一方で, 近点距離, 遠点距離が共に小さいようなホスト銀河の中心付近へ落ち込んだ矮小銀河ハローを起源とするサブストラクチャは大きく潮汐崩壊をおこし細い形状を維持できなくなる傾向が確かめられた. また z_{acc} 同様, 軌道パラメータにおいても恒星質量によらず同じ傾向を示すことが確かめられた.

5 Conclusion

高分解能宇宙論的 N 体シミュレーションを用いて複数の銀河系サイズハロー周辺のサブストラクチャの形状と軌道パラメータや矮小銀河ハローがホストハローの半径内に取り込まれた赤方偏移 z_{acc} との関連性についての統計的解析を行った. 結果, サブストラクチャの基となる矮小銀河ハローは z_{acc} により形状がスムーズに変化する傾向がみられ, 特にストリーム構造を示すサブストラクチャは赤方偏位 $0.5 \lesssim z_{\text{acc}} \lesssim 2$ でホストハローの半径内に取り込まれた矮小銀河ハローを起源とすることが明らかになった. また, サブストラクチャの過去の軌道にも現在の形状は密接に関連していることも明らかになった.

Reference

- Behroozi P. S., Wechsler R. H., Wu H.-Y., 2013a, ApJ, 762, 109
- Behroozi P. S., Wechsler R. H., Wu H.-Y., Busha M. T., Klypin A. A., Primack J. R., 2013b, ApJ, 763, 18
- Cooper A. P., et al., 2010, MNRAS, 406, 744
- Ibata R., Lewis G. F., Irwin M., Totten E., Quinn T., 2001, ApJ, 551, 294
- Ishiyama T., Sudo K., Yokoi S., Hasegawa K., Tomimaga N., Susa H., 2016, ApJ, 826, 9
- Koposov S. E., Yoo J., Rix H.-W., Weinberg D. H., Macci A. V., Escud J. M., 2009, ApJ, 696, 2179

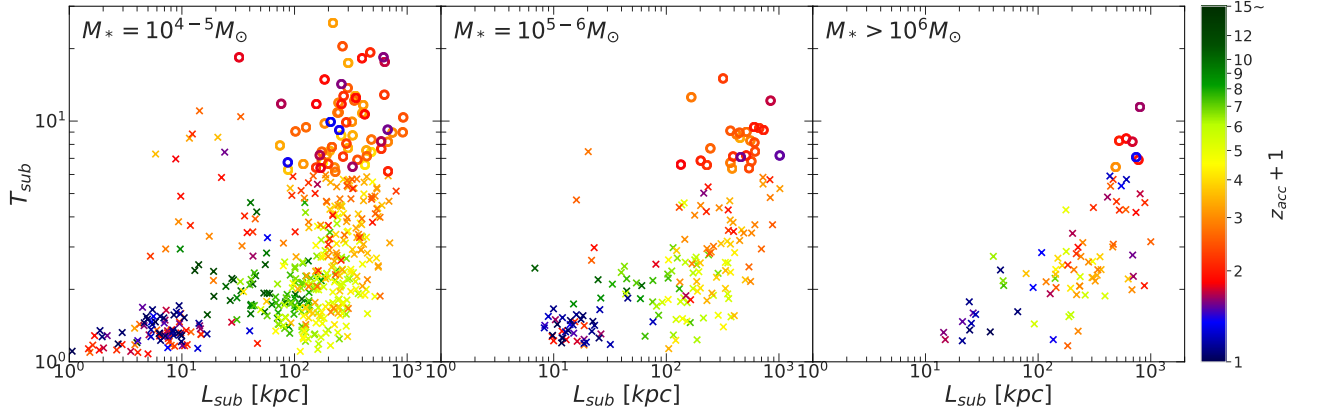


図 1: サブストラクチャの長さ L_{sub} と細さ T_{sub} の恒星質量ごとの分布. 各シンボルの色は z_{acc} の大きさを表しており青～緑に変化するにつれ高赤方偏移に宿主ハローの半径内に取り込まれたことを示している. 特に○で示したシンボルはストリーム構造を示すサブストラクチャである.

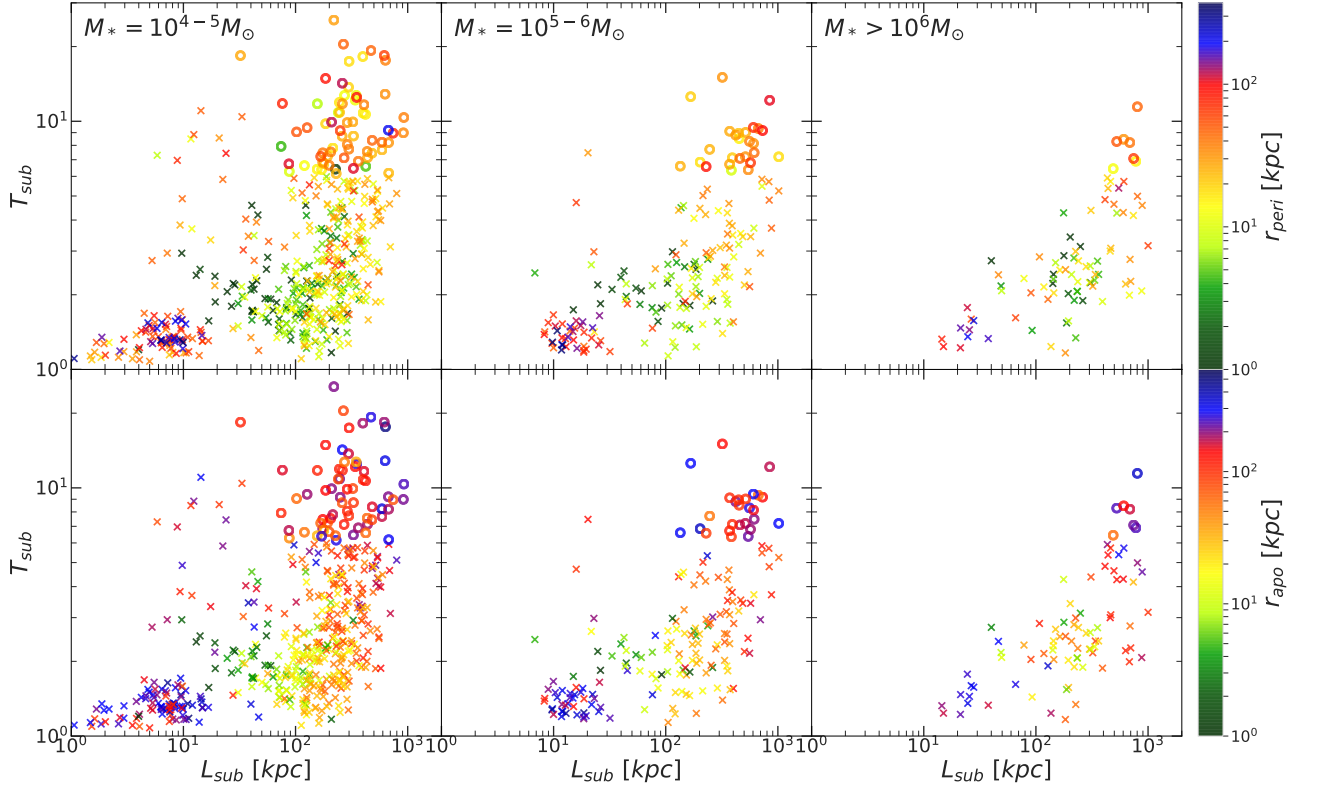


図 2: サブストラクチャの長さ L_{sub} と細さ T_{sub} の恒星質量ごとの分布. 上図におけるシンボルの色は近点距離 r_{peri} を, 下図におけるシンボルの色は遠点距離 r_{apo} の大きさを示している. 特に○で示したシンボルはストリーム構造を示すサブストラクチャである.

a18

すばる望遠鏡 Hyper Suprime-Cam を用いた $z \sim 1$ における quasar-red galaxy のクラスタリング探査

佐藤 真帆 (東北大学大学院 理学研究科)

Abstract

AGN クラスタリング測定は、それにより AGN の存在するダークマターハローの質量に制限をつけることができ、AGN が発現する環境を理解する上で重要な役割を果たす。ダークマターハローの質量は、観測による AGN の二点相関関数と Λ CDM モデルの相関関数を比較することによって見積もられる。Ross et al.(2009) では、SDSS QSO について自己相関関数が求められ、QSO の住むダークマターハローが $z=0.3-2.2$ に渡ってほぼコンスタントに $\sim 2 \times 10^{12} h^{-1} M_{\odot}$ の質量を持っているという結果が得られた。その他にも、AGN/QSO のクラスタリングおよび住環境に関する研究がいくつもなされてきた (e.g., Croom et al. 2005; Shen et al. 2012; Krumpel et al. 2015)。本研究では、HSC-SSP Wide サーベイの広い観測領域を活かし、 $z \sim 1$ における QSO と red galaxy の相互相関関数 (cross-correlation function; CCF) を調べることで、ダークマターハロー内での QSO の位置を見積もり、galaxy-AGN の共進化や AGN のトリガー機構に制限をつけることを目標とする。QSO は SDSS DR14 の HSC Wide 領域内に含まれる $z=0.9-1.1$ のサンプルを用いる。同じ赤方偏移の red galaxy のサンプルは HSC Wide サーベイのデータから選択する。Kodama & Arimoto 1997 の種族合成モデルに基づいた楕円銀河の色進化トラックを使用し、HSC i-z、r-z の二色と z 等級についての色等級図による $z \sim 1$ 銀河の選択法を確立した。得られた角度相関関数の結果に対し、最小二乗法により single power-law でフィッティングを行ったところ、 $z \sim 1$ における QSO が比較的強いクラスタリングを示すことが分かった。

1 Introduction

銀河の形成・進化を理解することが天文学における一つの大きな目標である。銀河の多くがその中心に大質量ブラックホール (super massive black hole; SMBH) を持っており、そのうち 1 割程に活動銀河核 (active galactic nuclei; AGN) が存在しているとされている。AGN は SMBH へのガスの降着現象であると考えられており、SMBH 質量と母銀河のバルジ質量の間には強い相関関係があることが観測的に知られている。故に、SMBH は銀河と”共進化”してきたということが示唆された。

また、銀河はダークマターハロー (dark matter halo; DMH) 中に存在しており、小規模なものから大規模なものへと合体を繰り返し成長してきたとされる。そのため、銀河の進化を知る上でハローの質量分布および銀河の周辺環境の理解が不可欠となる。銀河の DMH 質量は、観測による AGN クラスタリング

と DMH の理論モデルを比較することによって見積もられる。

そのため AGN のクラスタリングを測定し AGN の住環境を調べることは、それと密接に関わる銀河の進化、SMBH の成長の理解に対し重要な意義を持つとして盛んに研究が行われている。

AGN の周辺銀河には赤い種族が多く、また赤い銀河ほどより強くクラスタリングしており大質量の DMH 内に住んでいることが知られている。そこで本研究では、AGN の活動性が比較的高い時期である $z \sim 1$ における AGN の周辺環境を、HSC Wide の red galaxies との cross correlation を計算することにより、調査する。宇宙論パラメータは、 $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ 、 $\Omega_m = 0.3$ 、 $\Omega_{\Lambda} = 0.7$ 、 $\sigma_8 = 0.8$ を用いた。等級は全て AB 等級で算出している。

2 Datasets

2.1 QSOs

$z \sim 1$ の QSO のデータセットは、SDSS DR14 から構築した。その際条件として、天体の class を "qso"、分光赤方偏移の赤方偏移の信頼性に関する "z_warning" = 0 を指定し、赤方偏移 0.9~1.1 の 120,345 個の天体を抽出した。そのうち HSC Wide survey 領域内にある QSO は 1,113 天体となった。

2.2 Galaxies

red-galaxy は、HSC SSP S16A データの Wide カタログから選出した (Effective survey area $\approx 340 \text{ deg}^2$)。SSP Wide サーベイでは、5 つの広帯域フィルター (g, r, i, z, y) を使用し、およそ 1400 平方度に及ぶ観測領域を達成することを目標としている。始めのセレクションとしては、cmodel 等級で $17 \leq \text{zcmag} < 25$ の天体を選択した。 $z \sim 1$ の候補天体の選出方法について、次のセクションで紹介する。

3 Color selection

$z \sim 1$ の red galaxy サンプルの選出には、色選択の手法を用いた。今回使用した Kodama & Arimoto 1997 の種族合成モデルは、銀河の化学進化を取り入れ、楕円銀河の色-等級関係の進化をよく再現したモデルである。そのモデルにより生成された SED から計算した $i-z$ 、 $r-z$ の 2 色についての色進化のモデルを示したものが、図 1 である。4000Å break が $z \sim 1$ の天体では 8000Å 付近に現れるため、 $i-z$ の色で特徴的な変化が見られる。この特徴を利用して $z \sim 1$ の候補天体を抽出する。しかしこの 1 色だけでは $z=1.6-1.8$ の天体のコンタミネーションがあるため、それを減らす目的として $r-z$ との 2 色で色選択を行う。ここで、図 2, 図 3 はそれぞれ $i-z$ 、 $r-z$ について横軸 z 等級として示した色等級図である。図中の青線部分がモデルの $z=0.9-1.1$ の位置に対応する。色等級図上で確認すると単純な受動的な進化とは異なり、criteria を斜めに切り出す必要があることが分かる。また、どのような領域の取り方が実際に良く $z \sim 1$ の

天体を選出できるかを確認するために、これら色等級図上に分光により赤方偏移が知られている銀河サンプルを重ねてプロットした。シアンで示したのが $z=0.7-0.9$ 、グレーが $z=0.9-1.1$ 、ピンクが $z=1.1-1.5$ 、コーラルが $z=1.5-2.0$ の銀河に対応している。ここで $z=0.9-1.1$ 以外のコンタミネーションができる限り少なくなるように考慮し、 $z \sim 1$ に対する criteria を以下のように決定した (図 2, 図 3 中のグレーの線)。

$$-0.027z + 1.41 < i - z < -0.030z + 1.65$$

$$-0.042z + 2.93 < r - z < -0.055z + 3.45$$

この基準により抜き出した分光サンプル 945 天体の内、753 天体 ($\sim 80\%$) が $z=0.9-1.1$ の天体となった。この $i-z$ 、 $r-z$ 二色による色選択を HSC の銀河サンプルに適用することにより、231,201 個の red galaxy 候補天体を選出した。

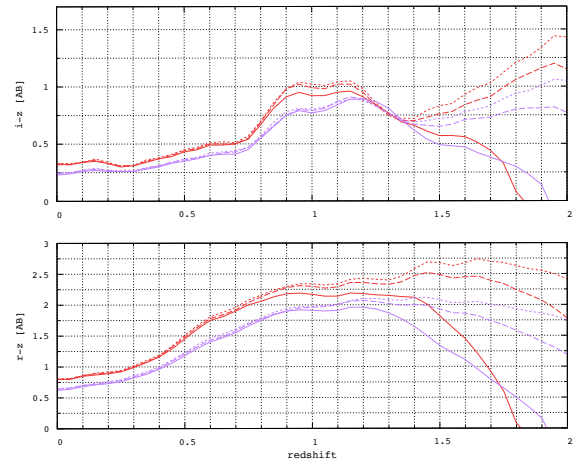


図 1: 楕円銀河の色進化トラック (Kodama & Arimoto 1997)。赤線は質量の大きい ($\sim 10^{12} M_{\odot}$) 楕円銀河に対するモデル、紫線は比較的小質量な ($\sim 10^9 M_{\odot}$) 楕円銀河に対するモデルである。実線は形成時期 $z_f = 2$ 、破線は $z_f = 3$ 、点線は $z_f = 5$ を示す。

4 Analysis method

4.1 Cross-correlation function

銀河の空間クラスタリングを定量的に表す指標として、2 点相関関数が用いられる。2 点相関関数 $\xi(r)$

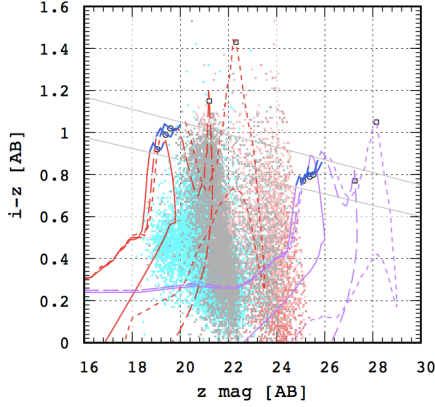


図 2: z 等級と $i-z$ の色等級図。図中の白丸はモデルにおける $z=1$ の位置、四角は $z=2$ の位置を示す。

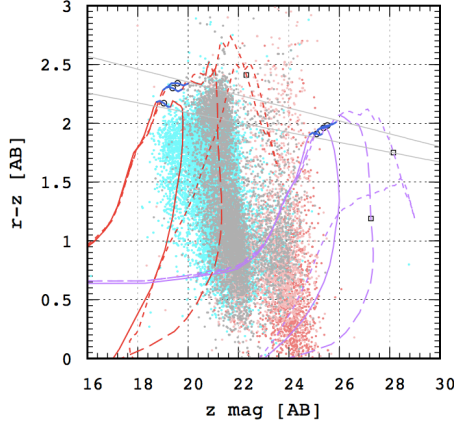


図 3: z 等級と $r-z$ の色等級図。

は、ある天体から距離 r だけ離れた位置の体積要素 dV 内に銀河が含まれる確率を dP とした時、銀河の平均数密度からの超過として次式のように定義されている。

$$dP = n[1 + \xi(r)]dV.$$

そこで求めたい QSO と銀河の CCF について考えると、QSO から銀河までの距離を r とした時、

$$dP(G|Q) = n_g[1 + \xi_{QG}(r)]dV$$

と表すことができる。

天体までの距離は得られていないため、実際に求めることができる統計量は、天体の空間分布を視線方向に垂直な二次元平面に投射した射影相関関数 $\omega(r_p)$

となる。射影相関関数は、相関関数を視線方向に積分し、天体までの距離の情報を潰した関数になっている。Davis & Peebles (1983) により、射影相関関数 $\omega(r_p)$ は以下の式で与えられる。

$$\omega(r_p) = 2 \int_0^\infty d\pi \xi(r_p, \pi)$$

r_p は投影された二天体間の距離であり、 π は視線方向の距離を表す。 $\xi(r_p, \pi)$ は、 r_p, π を用いて表した二点相関関数である。 $\xi(r)$ は、 $\xi(r) = (r/r_0)^{-\gamma}$ のように幂の形で書けることが知られているため、これを $\omega(r_p)$ の式に代入すると解析解は、

$$\omega(r_p) = r_p \left(\frac{r_0}{r_p} \right)^\gamma \frac{\Gamma(\frac{1}{2})\Gamma(\frac{\gamma-1}{2})}{\Gamma(\frac{\gamma}{2})}$$

とガンマ関数を用いて表される。本研究では、天体間の距離 θ (角距離) の関数である角度相関関数 $\omega(\theta)$ の測定を、次の Davis & Peebles (1983) の表式を用いて行った。

$$\omega(\theta) = \frac{DD(\theta)}{DR(\theta)} - 1$$

ここで $DD(\theta)$, $DR(\theta)$ は、ある θ のセパレーション内の QSO-galaxy のペアの個数、QSO-ランダムペアの個数を、それぞれ $N_{QSO}N_{galaxy}$, $N_{QSO}N_{random}$ で規格化したものである。

4.2 Bias

QSO のバイアスパラメータ b は、次式のように定義される。

$$b = \frac{\sigma_{8,QSO}}{\sigma_{8,DM}}$$

$\sigma_{8,QSO}$, $\sigma_{8,DM}$ は、それぞれ $8h^{-1}\text{Mpc}$ スケールにおける AGN、ダークマターの相関関数の rms を表す。 $\sigma_{8,AGN}$ は、QSO の自己相関長 r_{QQ} を用いて、

$$\sigma_{8,AGN} = \sqrt{\frac{72}{(3-\gamma)(4-\gamma)(6-\gamma)2^\gamma}} \left(\frac{r_{QQ}}{8} \right)^{\gamma/2},$$

と計算される。また $\sigma_{8,DM}$ は、

$$\sigma_{8,DM} = \sigma_8 \frac{D(z)}{D(0)}$$

と、線形成長因子 $D(z)$ を用いて求められる。
バイアスパラメータの値と DMH の質量を結ぶ関係式 (e.g., Sheth et al. 2001) を使うことにより、QSO の住む DMH の質量を見積もることができる。

5 Results

図 3 に QSO といくつかの等級グループに分類した銀河との CCF の結果を示す。

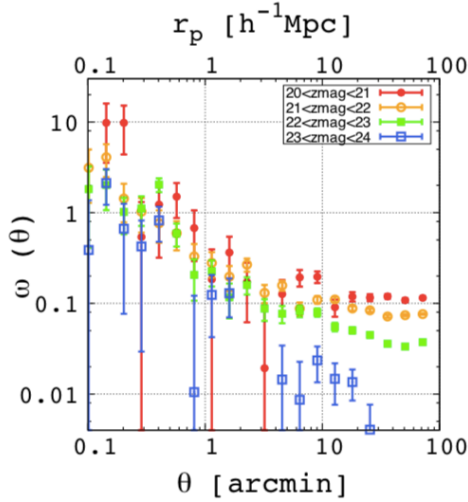


図 4: 相互相関関数の銀河等級依存性

明るい銀河ほど強くクラスターリングする傾向は、数多くの先行研究と一致している。また、図 5 に SDSS QSO と HSC red-galaxy の CCF $\omega(\theta)$ を示す。図中の点線は、 $r_p > 1 Mpc$ を power-law モデルで χ^2 フィッティングしたもの。

6 Conclusion & Future work

AGN のクラスターリングを調べることにより、AGN の住んでいる環境を知ることができる。AGN 同士の自己相関関数 (auto-correlation function; ACF) よりも AGN と銀河の CCF を考える方がサンプル数が格段に大きくなるため、統計的に有意な議論が可能となる。そこで我々は $z \sim 1$ における SDSS QSOs と HSC red galaxies の CCF を計算する。今回 HSC-SSP のデータカタログから $z \sim 1$ の red galaxies 候補天体を

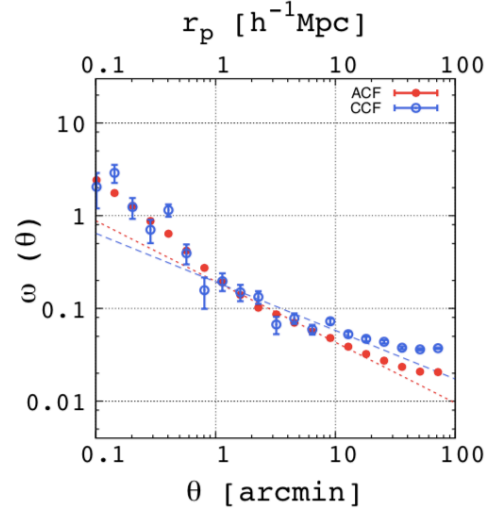


図 5: QSO と銀河の相互相関関数 (青点) および、銀河の自己相関関数 (赤点)。

抽出するにあたって、Kodama & Arimoto 1997 の種族合成モデルによる色進化トラックを用いた。そのモデルを使って計算された HSC i-z, r-z の 2 色の色等級図より、 $z \sim 1$ red galaxies に対する色選択法を確立した。

ACF, CCF の測定を行った結果、CCF の冪 β の値が 0.52 となり、これは Shen et al. 2012 ($z \sim 0.5$, SDSS QSO CCF) で求められた冪 $\beta = 0.69$ と比べて flat な結果となった。今後、相関関数のバイアスパラメータを導出し、DMH 質量への制限をつけ、議論を進めてゆく。

Reference

- Akiyama, M. et al. 2018, PASJ, 70, S34
- Coil, A. L. et al., 2009, ApJ, 701, 1484
- Croom, S. M. et al., 2005, MNRAS, 356, 415
- He, W. et al. 2018, PASJ, 70, S33
- Kodama, T. & Arimoto, N., 1997, AJ, 320, 41
- Krumpe, M. et al. 2015, ApJ, 815, 21
- Ross N. P. et al., 2009, ApJ, 697, 1634
- Shen, Y. et al., 2013, ApJ, 778, 98
- Yamada, T. et al., 2007, ApJ, 659, 862

a19

銀河団外縁部のエントロピー異常に対するガス塊の寄与

上田 将暉 (東京理科大学大学院 理学研究科)

Abstract

銀河団外縁部のエントロピーの観測値が予想値よりも小さいことの原因の一つとして、ガス塊の存在が挙げられている。そこで、本研究では、ガス塊の存在を調べるために、すざく衛星の観測から外縁部のエントロピーが求められている銀河団のうち、XMM-Newton 衛星による観測もされている6つの銀河団を解析した。銀河団の X 線観測で X 線点源状に明るく検出される天体には、ガス塊に加えて遠方の活動銀河核が考えられる。そこで、銀河団領域と近くに銀河団の存在しない領域の点源について、放射強度と個数密度の関係を比較した。その結果、点源の大半が活動銀河核である比較領域に対して、銀河団領域の点源数は有意な超過は見られなかった。また、それぞれの銀河団領域に対し、 r_{500} 以降で検出された点源を足し合わせたスペクトルを作成し、活動銀河核の放射に特有の冪関数と高温ガスの放射の成分を足し合わせてスペクトル解析を行った。すると、冪関数成分が卓越しており、高温ガス由来と考えられる成分は検出されなかった。以上の2つの結果から、検出された点源のほとんどは、比較領域と同じく遠方の活動銀河核であると考えられる。

1 Introduction

銀河団は重力的に束縛された宇宙最大の天体である。その姿を可視光で観測すると、個々の銀河しか見えない。一方、X 線を用いた観測では、銀河団のバリオン質量の大半を占める高温ガスを確認することができる。冷たい暗黒物質を仮定した宇宙の形成モデルによると、銀河団は衝突合体を繰り返し、小さな構造から大きな構造へと成長する。そして、現在も形成過程にあり、質量降着が起きている。降着が起きると衝撃波が生じ、銀河団外縁部の高温ガスは加熱される。銀河団ガスの温度や密度は膨張や圧縮により変化するが、エントロピーは可逆過程では変化しない。エントロピーが上昇するのは衝撃波などによる加熱が起こったときである。つまり、銀河団ガスのエントロピーの測定から銀河団ガスの熱史を探ることができる。この衝撃波加熱は銀河団の成長に伴い大きくなるため、銀河団ガスのエントロピー $K = kTn_e^{-2/3}$ (k : ボルツマン定数, T : 温度, n_e : 電子数密度。熱力学的なエントロピーから対数や定数を除いたものと一致。) は最近形成された外縁部に向かって上昇すると考えられ、例えば、衝撃波加熱のみを考慮したシミュレーションでは $K \propto r^{1.1}$ (r : 銀河団中心からの半径) と予想されていた (Voit et al. 2005)。しかし、バックグラウンドの低いすざく衛星

を用いて銀河団外縁部まで観測した結果、理論予測に反してエントロピーは外側でほぼ一定であった (e.g. Kawaharada et al. 2010)。このエントロピー異常の原因の一つとして、銀河団外縁部のガス塊による密度の過大評価 (e.g. Simionescu et al. 2011) が挙げられている。

高温ガスの X 線は電子とイオンの相互作用によって放射されるため、その強度は密度の 2 乗に比例する。そのため、降着した高温ガスの一部が拡散せずに塊のまま存在すると、密度の過大評価を引き起こす。すると、エントロピーの過小評価につながってしまう。そこで、外縁部にガス塊が存在し、それが密度の評価にどの程度の影響を及ぼすかを調べることを考える。シミュレーションによると、外縁部でガス塊が生じ、その典型的な大きさは $\leq 50 \text{ kpc h}^{-1}$ であることが予想されている (Vazza et al. 2013)。この大きさの天体は現行の X 線衛星では点源状に観測される。

銀河団領域の X 線観測で点源状に見える天体には、このガス塊に加えて、宇宙に等方的に存在する遠方の活動銀河核が考えられる。後者のスペクトルは冪関数状に高エネルギー側まで伸びる。対して、高温ガスの放射モデルで表されるガス塊は低エネルギーが卓越したスペクトルとなっている。そこで、周囲

に銀河団のいない領域を比較対象として、低エネルギー側と高エネルギー側で X 線源の数を比較をすることにより、ガス塊の候補となる X 線源が有意に存在するかを調べることができるはずである。

また、検出された X 線点源を足し合わせたスペクトルの中に、ガス塊由来と考えられる成分が含まれるかを調べるためのスペクトル解析も行う。

2 Observations and Data reduction

解析の対象には、すざく衛星の観測から外縁部のエントロピーが求められている銀河団のうち、*XMM-Newton* 衛星による観測も行われている銀河団を選んだ (Walker et al. 2012; Ibaraki et al. 2014; Miller et al. 2014)(表 1)。これらの銀河団は $z = 1.5 - 3$ の距離にあり、*XMM-Newton* 衛星で典型的なガス塊を観測すると、 $FWHM \sim 12'' - 24''$ となる。

銀河団外縁部のガス塊候補を含めた点源を検出するには、高い角度分解能と暗い点源まで調べる事のできる大きい有効面積が必要とされる。そこで、すざく衛星より高い角度分解能 ($15''$) を有し、*Chandra* 衛星よりも大きな有効面積を持つ *XMM-Newton* 衛星で観測され、公開されているデータを用いることにした。

観測される点源のほとんどが活動銀河核となる比較領域には、Lockman hole 領域及び、COSMOS 領域を選んだ。そして、*XMM-Newton* 衛星のデータを用いて解析され、得られている点源数をそれぞれ (Cappelluti et al. 2009; Brunner et al. 2008) から引用した。

今回の研究ではハッブル定数 $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ を用い、平坦な宇宙 ($\Omega_{m,0} = 0.27, \Omega_{\Lambda,0} = 0.73$) を仮定した。指定しない限り誤差は全て信頼区間 68% である。

3 Analysis/Results

3.1 点源の検出

XMM-Newton 衛星の 3 つの X 線検出器 (MOS1,

MOS2, pn) のデータを用いて解析を行った。低エネルギー側で特に明るいガス塊候補と高エネルギー側でも明るい活動銀河核を漏れなく検出するために、 $0.5 - 2.0 \text{ keV}, 2.0 - 10 \text{ keV}$ のそれぞれのエネルギー帯のイメージを用意した。そして、暗い点源まで検出するために、Vignetting 補正を行い、バックグラウンドを差し引いておく。このようにして得られたイメージに対し、 7σ のしきい値で点源を検出した。検出された点源のうち、外縁部のものについて調べるために、 r_{500}^1 より外側のものを選択して解析を行った。検出された点源の位置を載せたイメージの一例として A2744 の結果を図 1 に示す。水色の円は r_{500} を半径とする円を表しており、 r_{500} 以降の点源は緑色の円で示した。これを見ると、点源を検出できているといえる。また、各銀河団領域において r_{500} より外側で検出された点源の個数を表 1 に示した。

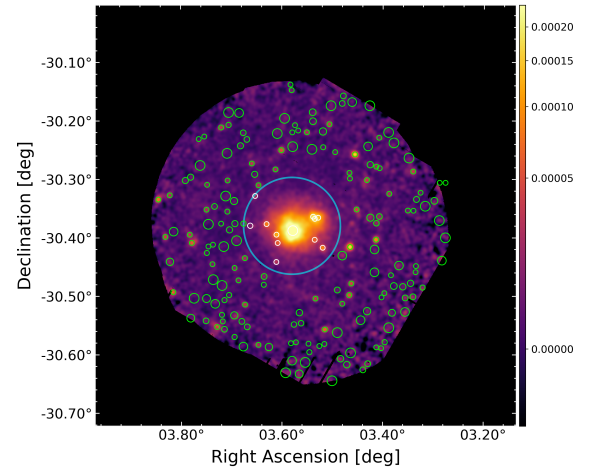


図 1: *XMM-Newton* 衛星で観測された A2744 の X 線イメージ。Vignetting 補正を行い、バックグラウンドを差し引いている。エネルギー帯は $0.5 - 10 \text{ keV}$ である。水色の円が中心から r_{500} の位置を示している。緑の円が r_{500} より外側で検出された点源の位置。

3.2 X 線源数の比較

X 線点源のほとんどが活動銀河核である領域と銀河団領域を比較することで、銀河団に特有の点源の影響を調べることを考える。図 2 に放射強度と個数

¹ その内側の平均密度が宇宙の臨界密度の 500 倍となる半径

表 1: 解析対象銀河の諸物理量と r_{500} 以降で検出された点源の個数. 各物理量は (Planck Collaboration 2011) に準拠.

銀河団	RA [deg]	DEC [deg]	z	r_{500} [kpc]	OBSID	検出点源数
A773	139.49	51.69	0.217	1228	0084230601	201
A1689	197.88	-1.35	0.183	1339	0093030101	228
A2204	248.18	5.59	0.152	1345	0112230301	58
A1914	216.49	37.83	0.171	1345	0112230201	49
A1413	178.81	23.39	0.143	1242	0112230501	30
A2744	3.58	-30.38	0.307	1358	0042340101	170

密度の関係 ($\log N$ - $\log S$ 関係) の比較結果を纏めた. ただし, それぞれの観測の露光時間をもとに決めた検出限界より明るい点源のみを使用した (Watson et al. 2001), 横軸が X 線強度 S , 縦軸がその点での強度よりも明るい点源数 N を示している.

3.3 足し合わせたスペクトルの解析

さらに, r_{500} より外側で検出された点源のスペクトルの中にどれくらいのガス塊成分の寄与が含まれるかを推定することを考える. ただし, 個々の点源のスペクトルを調べるには統計が足りないため, 点源のスペクトル全てを足し合わせたものを作成した. それを用いて, 活動銀河核の放射に特有の冪関数と高温ガスからの放射モデルである APEC (Smith et al. 2001) を足し合わせたモデルでスペクトルフィットを行い, ガス塊の明るさを評価した. そして, 明るさの比を調べると冪関数成分が卓越しており, 高温ガス由来として有意な成分は検出されなかった. 高温ガスの X 線強度は密度の二乗に比例すること, さらに銀河団外縁部の解析時に一定以上の明るい X 線源は観測領域からマスクされることを考えると, ガス塊が密度に与える影響は小さいといえる.

4 Discussion

高エネルギー帯で明るい点源は主に活動銀河核であるため, 銀河団領域ではガス塊の影響を取り除いた点源数と比較領域の点源数の比較となる. 高エネルギー帯である図 2 の (A) を見ると, 両者の点源数は誤差の範囲で一致していることがわかる. よって,

銀河団領域の視線方向には比較領域と同じだけの活動銀河核が分布しているといえる.

ガス塊は低エネルギー帯で明るく, もしガス塊が存在すれば点源の個数は活動銀河核とガス塊を足したものとなると考えられる. しかし, 低エネルギー帯である図 2(B) を見ると, 比較領域に対する有意な超過は見られない. 以上の 2 つの結果から, 銀河団外縁部に活動銀河核に加えて有意にガス塊の候補となる点源が存在するとはいえない.

今回は *XMM-Newton* 衛星の一観測の視野に収まるよう, $z = 1.5 - 3.0$ とやや遠方の銀河団について解析を行った. しかし, この距離では分解しきれず埋もれているガス塊も存在すると考えられるため, 今後はより近い銀河団についても同様の解析を行う方針である.

5 Conclusion

銀河団外縁部に存在するガス塊が密度に与える影響を評価するために, *XMM-Newton* 衛星で観測された銀河団 6 天体について, r_{500} より外側で検出された点源の解析を行った. $\log N$ - $\log S$ 関係の比較から, 点源の大半が活動銀河核である比較領域に対して, 点源状のガス塊も存在する各銀河団領域の点源数は有意に超過していないといえる. また, 活動銀河核の放射に特有の冪関数と高温ガスの放射の成分を足し合わせてスペクトル解析を行ったところ, 冪関数成分が卓越しており, 高温ガス由来と考えられる成分の寄与は小さかった. 以上の 2 つの結果から, 検出された点源のほとんどは, 比較領域と同じく遠方の活動銀河核であると考えられる.

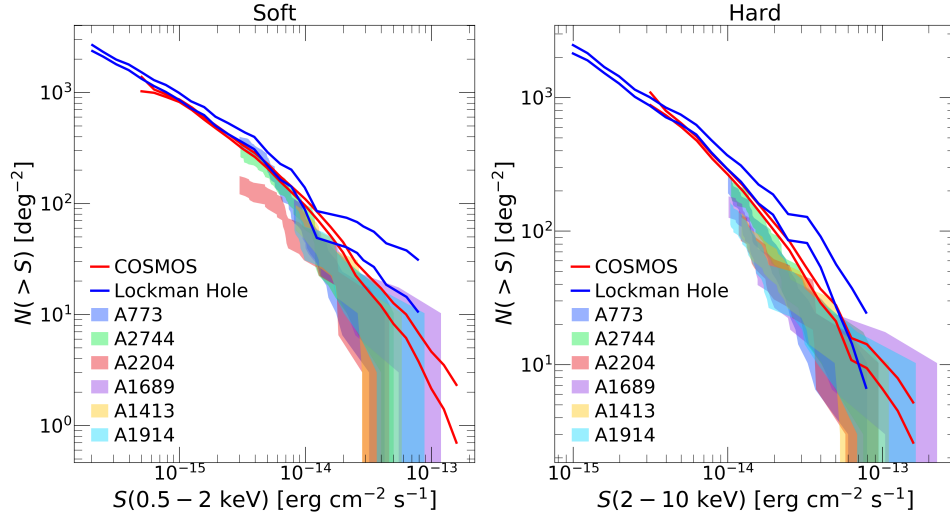


図 2: LogN-LogS 相関図. (A) が $0.5 - 2 \text{ keV}$ の低エネルギー帯の点源についてであり, 右側は $2.0 - 10 \text{ keV}$ の高エネルギー帯についてのものである. 色で塗られているのが各銀河団外縁部の X 線源. 青の実線は Lockman hole 領域の点源数 (Brunner et al. 2008), 赤の実線は COSMOS 領域の点源 (Cappelluti et al. 2009) の個数を表す.

Reference

- Brunner H., Cappelluti N., Hasinger G., et al., 2008, A&A, 283, 300
- Cappelluti N., Brusa M., Hasinger G., et al., 2009, A&A, 635, 648
- Ibaraki Y., et al., 2014, A&A, 562: A11.
- Kawaharada M., Okabe N., Umetsu K. et al., 2010, ApJ, 714, 423
- Miller E., George J., Mushotzky R., et al., 2014, The X-ray Universe 2014, 139
- Planck Collaboration, 2011, A&A, 536, A11
- Simionescu A., Allen S. W., Mantz A. et al., 2011, Science, 331, 1576
- Smith, R. K., Brickhouse, N. S., Liedahl, D. A., & Raymond, J. C. 2001, ApJL, 556, L91
- Vazza F. et al., 2013, MNRAS, 429.1: 799-814.
- Voit G. M., Kay S. T., & Bryan G. L., 2005, MNRAS, 364, 909
- Watson et al., 2001, A&A, 365, L51
- Walker, S. A., Fabian, A. C., Sanders, J. S., & George, M. R. 2012b, MNRAS, 427, L45

a20

銀河団ガス中の共鳴散乱シミュレーション

秋元 大地 (東京理科大学大学院 理学研究科)

Abstract

ペルセウス座銀河団における共鳴散乱の影響を調べた。銀河団ガスの光学的厚さを共鳴散乱に対して計算すると、振動子強度の大きい Fe He α 共鳴線で、銀河団の中心からビリアル半径までの光学的厚さが 1 を超えた。またひとみ衛星軟 X 線分光検出器によって決定された銀河団中心部での乱流速度 $164 \pm 10 \text{ km s}^{-1}$ に近い、 150 km s^{-1} の乱流が存在するとしたときの光学的厚さを計算すると、銀河団中心から 10 kpc 以内では光学的厚さがほぼ 1 であることが確認された。これらに基づき、乱流速度を 150 km s^{-1} としたときの、銀河団における光学的に厚い輝線で共鳴散乱の影響の数値計算を、粒子シミュレーションツールキット Geant4 および高エネルギー望遠鏡用イベントジェネレータ HEASim を用いて行った。シミュレーションから生成したスペクトルの、共鳴線と他の輝線との輝線の比および線幅を調べ、共鳴散乱があると輝線比が小さくなることが確認されたが、ひとみ衛星 SXS による観測の輝線比とは一致しなかった。また線幅も観測とは異なり、共鳴線の幅が禁制線よりも小さい結果が得られた。シミュレーション手法に改善を要することを示している。

1 Introduction

銀河団コアのガスのエネルギー収支について、これまで様々な解釈が提示されてきた。その 1 つに、活動銀河核のジェットが生む相対論的プラズマの泡が、銀河団ガスにランダムな運動を生むことで温度を維持しているという解釈がある。銀河団ガスの運動を調べるにあたっては、X 線放射領域（銀河団中心部）とその他の領域で異なる手法をとる。銀河団中心のガスの運動はドップラー効果でわかるが、銀河団中心と観測者との間のガスの運動は共鳴散乱を介して調べられる。共鳴散乱とは、あるエネルギーのイオンから放射された光子が、同じエネルギーのイオンに吸収されると、等方的に再放射される現象である。共鳴散乱の断面積は乱流速度に依存するため、乱流速度が大きいと散乱が起きにくくなる。共鳴散乱が起こると、銀河団中心領域からの共鳴線の強度が減少し、共鳴線の禁制線に対する比が小さくなる。また乱流における共鳴散乱では入射時と放射時で光子のエネルギーが変わるため、共鳴線の線幅が広がる。したがって、共鳴線の禁制線に対する比や、共鳴線の線幅が、乱流速度に伴ってどう変化するかを調べることで、銀河団外側のガスがランダムな運動をしているかがわかる (Zhuravleva et al. 2013)。

ペルセウス座銀河団は天球上で最も明るい銀河団

である。ひとみ衛星の、これまでにないエネルギー分解能をもつ軟 X 線分光検出器 (Soft X-ray Spectrometer, SXS) によるペルセウス座銀河団コアの観測では、輝線強度比および線幅から、乱流速度が典型的なガス中の音速の 2 割に満たない $164 \pm 10 \text{ km s}^{-1}$ であることがわかった (Hitomi Collaboration 2016, 2018)。ただ、ペルセウス座銀河団外縁部や他天体についても同様の傾向が見られるかは未知である。今後の観測で共鳴散乱を介してガスの運動を調べるための準備として、ペルセウス座銀河団における共鳴散乱を粒子シミュレーションツールキット Geant4 を用いてシミュレートし、得られた光子リストから、ひとみ衛星の SXS で得られるペルセウス座銀河団のスペクトルを高エネルギー望遠鏡用イベントジェネレータ HEASim によって擬似的に生成し、シミュレートした共鳴線の禁制線に対する比や、共鳴線および禁制線の線幅を実際の観測結果と比べた。

2 光学的厚さ

2.1 計算手法

光学的厚さは、X 線が銀河団中心から銀河団の端まで輸送するときの単位長さあたりの散乱されやす

さを、銀河団ガスの厚みにかけたものである。散乱されやすさには、散乱断面積にアバンダンスを乗じたものを用いた。銀河団ガスではトムソン散乱が支配的であり、それに共鳴散乱を加味した。共鳴散乱の散乱断面積は、吸収が正規分布で起こると近似して

$$\sigma_{RS} = \frac{\sqrt{\pi} h r_e c f}{\Delta E} \exp \left[-\frac{(E - E_0)^2}{(\Delta E)^2} \right]. \quad (1)$$

E_0 は輝線中心での共鳴エネルギー、 h は Planck 定数、 r_e は古典電子半径、 c は光速、 f は振動子強度を指す。輝線中心での散乱断面積は $\sqrt{\pi} h r_e c f / \Delta E$ となる。 ΔE は Maxwell 分布の熱速度と乱流速度の 2 乗からなる速度のドップラー幅である。

共鳴散乱の光学的厚さは

$$\tau_{RS} = \int_0^{R_{\max}} Z \delta n_p \sigma_{RS} dr. \quad (2)$$

$R_{\max}$ はビリアル半径、 δ は各イオンのイオンフラクション、 Z は ICM 中の水素に対する考えたい元素の相対的アバンダンス、陽子数密度は $n_p = n_H \approx n_e / 1.2$ とした。トムソン散乱の光学的厚さは

$$\tau_T = \int_0^{R_{\max}} n_e \sigma_T dR. \quad (3)$$

2.2 ペルセウス座銀河団の光学的厚さ

ペルセウス座銀河団における光学的厚さを式 3, 2 より $\tau = \tau_T + \tau_{RS}$ として計算した。(図 1, 2) ペルセウス座銀河団のガスは、平均的には光学的厚さが 1 未満であるが、10 kpc 以内では、乱流がなければ 2 以上、150 km s⁻¹ の乱流があってもほぼ 1 であった。銀河団全体では輝線はほとんど吸収されずに観測機に到達する一方、銀河団中心部のガスは密度が高いため、光学的厚さも大きいことが確認された。

3 スペクトルのシミュレーション

ペルセウス座銀河団中心部では乱流があったとしても共鳴散乱に対する光学的厚さが 1 を超えると確認されたことから、乱流速度を 150 km s⁻¹ と設定し、輝線スペクトルへの共鳴散乱の影響を数値計算によって評価した。

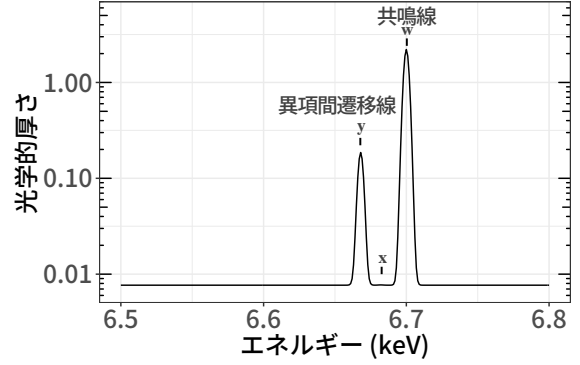


図 1: ペルセウス座銀河団中心からビリアル半径 (1.6 Mpc) までの、Fe XXV の主要な輝線の光学的厚さ

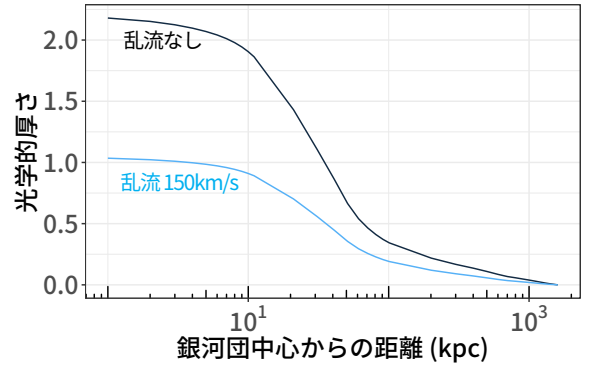


図 2: ペルセウス座銀河団における 6.7 keV Fe He α 共鳴線の、中心からの距離ごとの光学的厚さ

3.1 Geant4 による光子リスト生成

ペルセウス座銀河団の銀河団ガスにおける Fe He α 共鳴線をはじめとした、6.7 keV 周辺の鉄輝線を調べた。温度とアバンダンスには、Werner et al. (2013); Urban et al. (2014) の値を用いた。Geant4 (Geant4 Collaboration 2003, 2006, 2016) を用いた粒子シミュレータ内に、XMM-Newton 衛星と Chandra 衛星による観測データをもとにしたペルセウス座銀河団を模した銀河団ガス分布を再現し、同じくシミュレータ内に検出器を置いた。検出器は入射光子のエネルギーおよび飛来してくる方向を知ることができる。これによって、銀河団を中心から同心円状に分割し、個々の円環ごとの光子リストを作成した。

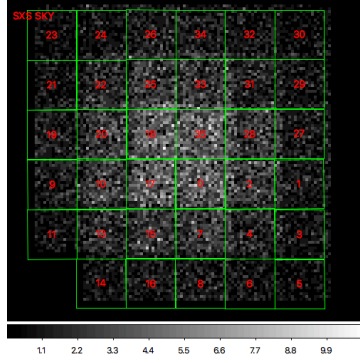


図 3: ひとみ SXS によるペルセウス座銀河団イメージを擬似的に生成したもの

イオン	E (keV)	振動子強度	備考
Fe XXV	6.70040	7.19×10^{-1}	He α , w
Fe XXV	6.63658	3.03×10^{-7}	He α , z
Fe XXVI	6.97307	2.73×10^{-1}	Ly α_1
Fe XXVI	6.95186	1.36×10^{-1}	Ly α_2

表 1: 正規分布でフィッティングした輝線

3.2 HEASim によるスペクトル生成

Geant4 が生成した光子リストは検出器を通していないため、実際の観測と直接比較するには適さない。そこで HEASim を用いて光子リストからスペクトルを生成した。銀河団を複数の円環からなる光源とみなして光子リストを HEASim に渡すことで、ひとみ衛星の SXS を通したときに得られるペルセウス座銀河団のイメージを再現した (図 3)。このときの視線方向と露光時間はひとみ SXS の実際の観測に合わせ、それぞれ (RA, Dec.)(J2000) = (49.93, 41.52), 243.5 ksec とした。このイメージを、中心領域 9 ピクセル (図 3 右上の 34, 32, 30, 33, 31, 29, 35, 28, 27) と、それ以外の外側 26 ピクセルに二分割したうえで、領域ごとのスペクトルを得た。スペクトルの輝線強度および輝線幅の解析では、連続成分は AtomDB バージョン 3.0.8 から強い輝線を取り除いた APEC モデル¹ とし、表 1 の各輝線に対しては赤方偏移を考慮した正規分布をフィットした。

¹AtomDB および APEC: <http://www.atomdb.org/>

4 共鳴線の高さと幅

Fe XXV の、共鳴線 (w) の禁制線 (z) に対する比をとると、図 5 のように、共鳴散乱があると輝線比が小さくなることが確認された。この傾向はペルセウス座銀河団コアの中心部、外側どちらにおいても見られた。しかしながら、ひとみ衛星 SXS による観測と比較すると、観測は共鳴散乱のない場合の輝線の比に近い。これはこれまでの先行研究に反するものであり、シミュレーション手法に改善を要することを示唆している。

図 6 に、シミュレートした線幅と、ひとみ衛星 SXS による観測におけるそれとの比較を示した。観測では共鳴線のほうが禁制線よりも線幅が大きいのが、シミュレーションでは逆に禁制線の線幅のほうが共鳴線の幅よりも大きくなっている。共鳴散乱があれば共鳴線の幅は広がるはずであり、このシミュレーションは観測をうまく説明できていない。輝線の比のシミュレーション結果に加えて、線幅の結果もまた、シミュレーション手法に改善を要することを示唆している。

5 Conclusion

ペルセウス座銀河団ガスの光学的厚さを共鳴散乱に対して計算すると、振動子強度の大きい Fe He α 共鳴線で、銀河団の中心からビリアル半径までの光学的厚さが 1 を超えた。また 150 km s^{-1} の乱流が存在するとしたときの光学的厚さを計算すると、銀河団中心から 10 kpc 以内では光学的厚さがほぼ 1 であることが確認された。これらに基づき、乱流速度を 150 km s^{-1} としたときの、銀河団における光学的に厚い輝線での共鳴散乱の影響の数値計算を Geant4, HEASim を用いて行った。シミュレーションから生成したスペクトルの、共鳴線と他の輝線との輝線の比および線幅を調べ、共鳴散乱があると輝線比が小さくなることが確認されたが、ひとみ衛星 SXS による観測の輝線比とは一致しなかった。また共鳴線および禁制線の線幅も観測とは一致せず、共鳴線の幅が禁制線よりも小さい結果が得られた。これらの結果はシミュレーション手法に改善を要することを示している。

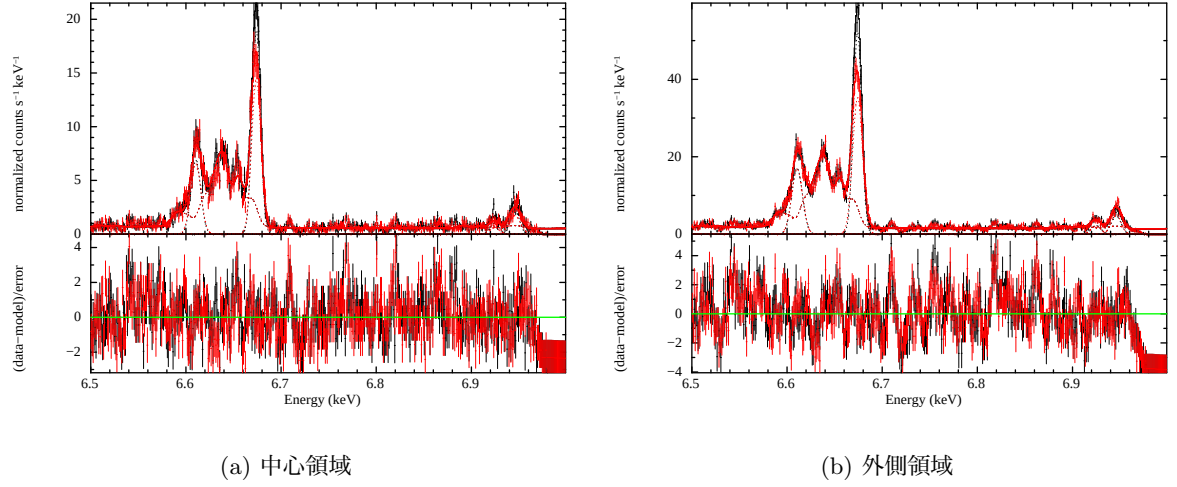


図 4: HEASim による, ひとみ衛星 SXS を通したペルセウス座銀河団コアのスペクトル

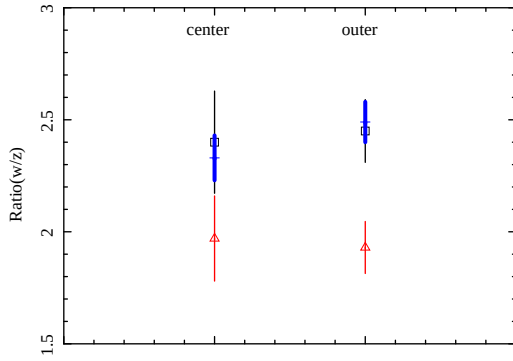


図 5: He α 共鳴線 (w) の禁制線 (z) に対する比 (黒い四角が共鳴散乱なし, 赤い三角が共鳴散乱あり, 青い十字がひとみ衛星による観測)

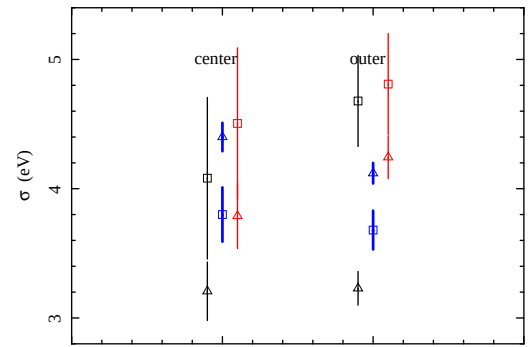


図 6: He α 共鳴線 (w), および禁制線 (z) の線幅 (三角が共鳴線, 四角が禁制線. 黒色が共鳴散乱なし, 赤色が共鳴散乱あり, 青色がひとみ衛星による観測)

Reference

Geant4 Collaboration: 2003, *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.* **506**(3), 250

Geant4 Collaboration: 2006, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **53**(1), 270

Geant4 Collaboration: 2016, *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.* **835**, 186

Hitomi Collaboration: 2016, *Nature* **535**(7610), 117

Hitomi Collaboration: 2018, *Publications of the Astronomical Society of Japan* **70**(2), 10

Urban, O., Simionescu, A., and Werner, N.: 2014, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **437**, 3939

Werner, N., Urban, O., Simionescu, A., and Allen, S. W.: 2013, *Nature* **502**(7021), 656

Zhuravleva, I., Churazov, E., Sunyaev, R., Sazonov, S., Allen, S. W., Werner, N., Simionescu, A., Konami, S., and Ohashi, T.: 2013, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **435**(4), 3111

a21

HSC 広視野撮像観測による $z \sim 4$ Brightest Cluster Galaxy 候補の検出

伊藤慧 (国立天文台 / 総合研究大学院大学 物理科学研究科)

Abstract

大きい質量を持つ早期型銀河の形成の理解は、銀河形成を紐解いていく中で重要である。近傍宇宙の中で特異的に質量の重い銀河として Brightest Cluster Galaxies (BCGs) があげられ、その形成史の理解は大きな質量の早期型銀河の形成を理解することにも繋がると考えられている。BCGs は銀河団中で特異的に明るい銀河として定義され、銀河団の構造形成とも密接に関係していることが知られている。近傍宇宙においては、早期型銀河に比べて異なる性質が知られているが、BCGs の祖先 (proto-BCGs) の統計的観測が $z > 3$ の高赤方偏移宇宙において存在しないため、その進化はたどることができていなかった。そこで本研究では Toshikawa et al. (2018) において Hyper Suprime-Cam Subaru Strategic Program (HSC-SSP) の 5 色撮像データを元に検出した $z \sim 4$ の原始銀河団 179 領域において proto-BCGs 候補を選択し、その基本的な性質の調査を行なっている。我々は原始銀河団中の g-dropout 銀河の中で最もかつ特異的に明るい天体を proto-BCGs 候補として選択した。これらの候補天体や同一環境に存在する銀河は等級を考慮しても rest-UV で赤い色を持つことを確認した。同時に staking analysis を用いて各サンプルの典型的なサイズを計測したが、同程度の等級を持つ field 銀河に比べて proto-BCG 候補はより大きなサイズを持つ可能性が存在することがわかった。rest-UV の色はダストの量と相関があるため、これらの結果は本研究で選択した proto-BCGs とその環境には一般的な天体に比べてダストが多く存在する可能性を示している。また、size の傾向も前述の色の傾向と矛盾しないと考えることができる。

1 Introduction

Brightest Cluster Galaxies (BCGs) は銀河団中で最も明るい銀河であり、その当時の宇宙の中でも最も重く高い光度を持つ天体である。これらの多くは銀河団中心の重力ポテンシャルがもっとも大きな位置に存在し、形態は一般的には早期型に分類されるが一部では cD 型と呼ばれる、外側に延びた構造を持つことが知られている。その他にも近傍宇宙においては早期型銀河とは異なる性質を持つことが明らかになってきた。近傍の BCG 研究は主に SDSS の銀河団カタログを用いて行われており、Bernardi et al. (2007) では、Effective Radius と光度の関係である size-luminosity relation を早期型銀河で比べ、結果 BCGs は早期型銀河に比べて急な相関を持つことがわかった。この結果と速度分散と光度の相関から、筆者らは BCG は早期型銀河に比べて星形成を起こさずに衝突して一つになるプロセス、“dry merger” で形

成されると主張している。この BCG の dry merger process は理論シミュレーションでも示唆されており、De Lucia & Braizot (2007) では BCG の星質量の 80% は $z \sim 3$ で形成され dry-merger を経ながら $z \sim 0.5$ 以降で一つの BCG になると主張している。しかしながら、このような他の銀河に比べて早期に星が形成される BCG の形成プロセスは近傍銀河と理論シミュレーションのみによるものであり、高赤方偏移の観測的研究は $z \leq 2$ に限られている。この原因の一つとして、高赤方偏移 BCG の検出には原始銀河団と呼ばれる銀河の高密度領域のサンプルが必要であり、原始銀河団の数密度が少ないために現状のサンプル数が少ないことが挙げられる (c.f. ~ 20 サンプル)。

これまでの原始銀河団は大きく分けて 2 つの手法で検出されてきた。一つは高密度領域をトレースする特定の天体の周りの銀河を探索するものであり、もう一つは広い領域で銀河を探索するものである。前者は

特異的な原始銀河団を検出してしまいう可能性が存在し、後者はコストが高いという難点が存在した。そこで、我々は Hyper Suprime-Cam の戦略枠プログラム (HSC-SSP) のデータを用いて原始銀河団の探索を行っている。HSC-SSP は可視 5-band (g,r,i,z,Y) による撮像サーベイで 300 夜を投入して全 1200 deg^2 の観測を予定している。我々は Toshikawa et al. (2018) (以下 T18) において、HSC-SSP の S16A の Wide 領域 ($\sim 121 \text{ deg}^2$) において $z \sim 4$ のライマンブレイク銀河 (g-dropout 銀河) サンプルを構築し、その密度超過を計測することで原始銀河団候補の検出を試みた。結果原始銀河団候補領域として 179 領域を検出した。このサンプルは統一的な手法で得られたこれまでで最も大きなサンプルである (先行研究のおよそ 10 倍 c.f. Overzier 2016)。本発表ではこの 179 領域を対象に BCGs の祖先 (以下 proto-BCGs) の候補選択及び、その性質比較の結果を報告する。

2 Data / Sample Selections

本研究では T18 の原始銀河団サンプル 179 領域の検出のために用いられた $z \sim 4$ のライマンブレイク銀河である g-dropout 銀河を元に proto-BCGs 候補の検出を試みた。しかしながら g-dropout 銀河にはバルマーブレイクをライマンブレイクと誤認識してしまうことで、低赤方偏移銀河が混入してしまっていることが知られている。本研究ではこれらを除くために T18 のサンプルに以下の二つの条件を課すことでより混入割合の少ない g-dropout 銀河サンプルを構築した。

$$\text{Break} > 1.5 \quad (1)$$

$$\beta < -0.5 \quad (2)$$

上記の Break は以下のように定義される。

$$\text{Break} = \frac{f_{\lambda, \text{fit}}(\lambda_{g, \text{cen}}) - f_{\lambda, g}}{f_{\lambda, g}} \quad (3)$$

UV-slope β は、各 band の f_{λ} の値の関係を線形近似することで求めた。この条件を満たす銀河サンプルに対して rest-UV で最も明るい天体を proto-BCGs 候補として選択した。理論シミュレーションでは近傍の BCGs の星はおよそ 90% が starburst ではなく

“静かな星形成” で形成されると示唆されており (De Lucia & Braizot 2007)、SMG より星形成が低いと考えられるライマンブレイク銀河を選択することはこの点で合理的だと考えている。具体的に以下の条件を満たす天体を proto-BCGs 候補として選択した。

1. T18 で検出した各原始銀河団候補の密度ピークから 3 arcmin 以内に存在する天体であること。これを満たす天体は以下“原始銀河団メンバー銀河”とし、満たさない天体は“フィールド銀河”とする。
2. 各原始銀河団のメンバー銀河の中で i-band で 5 番目に明るい天体と最も明るい天体の等級差が 1.1 等以上である領域の最も明るい天体。この閾値はランダムサンプリングで再現した 5 番目に明るい天体と最も明るい天体との等級差とのズレが生じる位置を元に決定した。(図 1)。

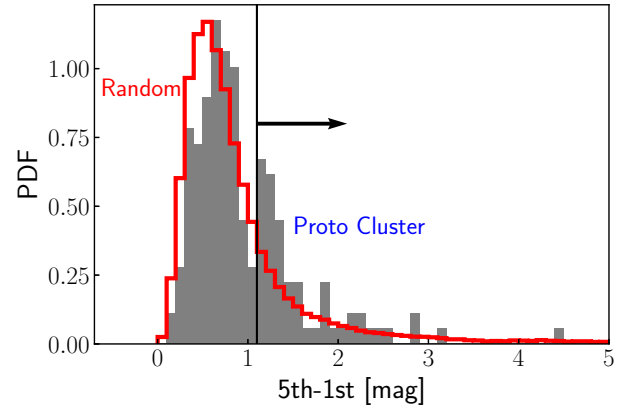


図 1: 5 番目に明るい天体と最も明るい天体の等級差。ヒストグラムが実際に T18 から求めたものであり、赤線は本研究で proto-BCGs 候補を選ぶ際に使用した銀河サンプルからランダムに天体を選択し再現したものである。

以上の条件から本研究では計 58 天体を proto-BCGs 候補として選択した。

3 rest-UV color の比較

本研究では選択した proto-BCGs サンプルとその他のサンプルの $i-z$ という色の比較を行った。比較

の為、以下の 4 つのサンプルを構築した。

1. proto-BCG 候補
2. field 銀河
3. proto-BCGs 候補を内包する原始銀河団のメンバー銀河
4. proto-BCGs 候補を内包しない原始銀河団のメンバー銀河

これらのサンプルの色等級分布を比較するにあたり、等級分布を合わせる作業を行なった。これは色分布は等級依存性があり、それぞれのサンプルの等級分布が異なっているためである。

3.1 proto-BCGs V.S. field 銀河

proto-BCGs の等級分布を再現できるように field 銀河をランダムに選択した。そのサンプルと proto-BCGs の色分布は図 2 の様になった。この二つの色分布に対して 2 標本コルモゴロフスミルノフ検定を実行したところ、有意水準 5% でこの色分布は異なるということが明らかになった。

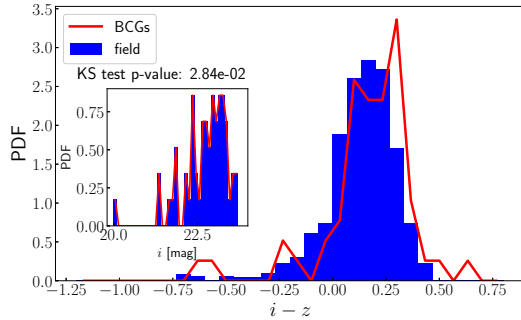


図 2: proto-BCGs 候補の色分布 (赤線) と field 銀河の色分布 (青ヒストグラム) の比較。

3.2 原始銀河団銀河 V.S. field 銀河

ここでは、原始銀河団のメンバー銀河をその原始銀河団が proto-BCGs 候補を持つかどうかで 2 サン

プルにわけ、field 銀河との比較を行なった。proto-BCGs 候補の有無にかかわらず field 銀河をランダムに選択することで、等級分布を一致するようにした。proto-BCGs を持たない原始銀河団のメンバー銀河と field 銀河色分布は図 3 の様になった。また proto-BCGs を持つ原始銀河団のメンバー銀河と field 銀河色分布は図 4 の様になった。それぞれのサンプルの等級分布は inset に記載している。

この 2 つの比較結果を 2 標本コルモゴロフスミルノフ検定を行ったところ、proto-BCGs を内包するような原始銀河団のメンバー銀河は field 銀河と 5% の優位性で色分布が異なるのに対して、proto-BCGs を内包しない原始銀河団のメンバー銀河は field 銀河との違いは見られないということがわかった。サンプルの平均値を比較しても 1σ のエラーを考慮の上で proto-BCGs を内包する原始銀河団のメンバー銀河が field 銀河に比べてより赤いということがわかった。以上の結果を元に、本研究で選択した proto-BCGs 候補と同一の環境に存在する銀河は field 銀河やその他の原始銀河団環境に比べて赤い rest-UV color を持つと結論づけた。

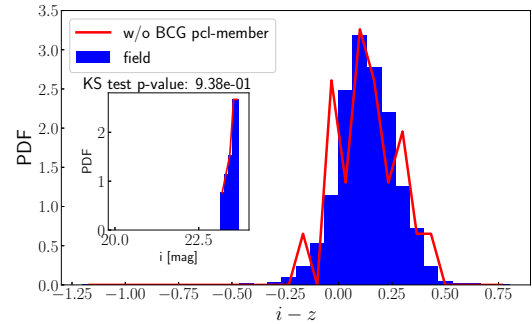


図 3: proto-BCGs 候補を持たない原始銀河団領域銀河の色分布 (赤線) と field 銀河の色分布 (青ヒストグラム) の比較。

4 stacking 法に基づく size 比較

我々は stacking 法というその種族の典型的な形状を知ることができる手法を用いて、選択した proto-

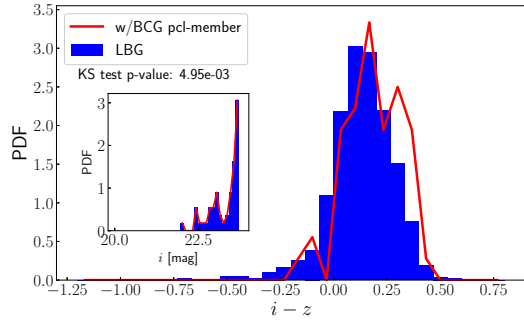


図 4: proto-BCGs 候補を持つ原始銀河団領域銀河の色分布 (赤線) と field 銀河の色分布 (青ヒストグラム) の比較。

BCGs 候補と field 銀河の表面輝度プロファイルの調査を行なった。サンプルは、proto-BCGs 候補は全天体を用い、field 銀河は proto-BCGs の等級分布に一致するようにランダムに天体を選択したものを用いた。stacking の方法としては、PSF 合わせをした各撮像データを天体の peak count でノーマライズした後、“mean-combined” method で各データのノイズで重み付けをする手法をとった。(c.f. Momose et al. 2014). 結果、図 5 の表面輝度プロファイルを得ることができた。エラーとほぼ同程度の差ではあるが、

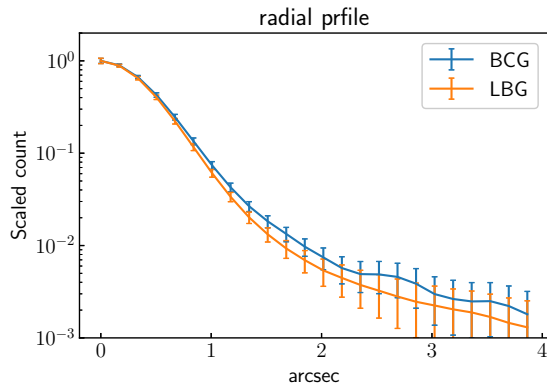


図 5: proto-BCGs 候補と field 銀河の stacking した表面輝度プロファイル。

proto-BCGs 候補の方がややサイズが大きい兆候を確認することができた。また、radial profile のコア部分を gaussian で fitting を行なったとしても、size

を示す observed sigma の値が 1σ 以上で異なることを確認した。

5 Disucussion

今回の proto-BCGs 候補と field 銀河の色分布と size の比較によって、 $z \sim 4$ という高赤方偏移で既に違いが存在する可能性があるということが明らかになった。proto-BCG 候補と同一環境に存在する銀河の UV-color が赤いという結果については、ダストの量が他の環境に比べて多いということが考えられる。size-luminosity relation で size と光度には正の相関があり、かつ赤い色がダスト起源だとすると proto-BCGs 候補の intrinsic な光度はより高いということになるため、proto-BCGs 候補の size が大きかったという結果とも consistent である。将来的にこれらの性質の形成プロセスに関しても議論していく予定である。

Reference

- Bernardi, M., Hyde, J. B., Sheth, R. K., et al. 2007, ApJ, 133(4), 1741-1755.
- De Lucia, G., & Blaizot, J. 2007, MNRAS, 375(1), 2-14.
- Momose, R., Ouchi, M., Nakajima, et al. 2014, MNRAS, 442(1), 110-120.
- Overzier, R. A. 2016, A&A Review, 24(1), 14.
- Toshikawa, J., Uchiyama, H., Kashikawa N. et al. 2018, PASJ 70(S), S12

a22

すばる HSC サーベイ領域内 weak lensing 同定銀河団の X 線を用いた系統的解析

吉田 篤史 (名古屋大学大学院 理学研究科)

Abstract

Weak lensing(弱い重力レンズ効果,WL)は力学平衡等の物理的仮定を介さずダークマターの質量やその分布を直接抽出することができる唯一の手法であり、近年の銀河団研究において大きな成果を挙げている。現在進行中のすばる望遠鏡搭載 Hyper Suprime Cam を用いた戦略的観測プログラム (HSC-SSP) では、 ~ 1400 [deg²] をカバーする大規模なデータから WL を用いた質量マップの作成を目指している。2017 年現時点では ~ 160 [deg²] 領域をカバーした銀河団カタログ (Miyazaki et al. 2018) が作成され、 $10^{14} h^{-1} M_{\odot} < M_{500} < 10^{15} h^{-1} M_{\odot}$ の幅広い質量レンジで 65 もの WL 同定銀河団が検出された。そこで我々はこのサンプルを用いて銀河団のスケール則などを調べることを目的に X 線を用いたフォローアップ計画を開始した。我々はまず、X 線天文衛星 XMM-Newton のアーカイブデータを用いてサンプル領域を調査した。その結果、観測のあった 13 個の WL 質量分布ピーク周辺領域のうち、バックグラウンドノイズの影響が大きかった 1 領域を除いた 12 領域で質量分布ピークから半径 0.5Mpc 以内に検出器の PSF に対し優位に広がった X 線源を確認した。またこれらの X 線源のイメージ・分光特性から銀河団ガスの光度を求めたところ、X 線光度と WL 質量の関係は X 線同定銀河団と比較すると系統的に X 線光度が低いという示唆を得た。これは、従来の X 線を中心としたサンプルは、X 線で明るいものをバイアスして抽出している可能性を示す結果である。

1 Introduction

銀河団は銀河が数十個から数百個集まってできた天体であり、宇宙の階層構造における最も大きな重力束縛系である。銀河団はその質量のほとんどがダークマターであり、その重力によって集まった高温ガスや銀河によって構成されている。銀河団は宇宙論を研究する上で理想的な観測ターゲットとなっており、特に銀河団の質量や個数密度、質量光度比などの統計量は宇宙論の研究において重要な物理量である。

現在の銀河団の観測的研究は、重力レンズ、X 線、可視光、電波などの多波長観測による研究が行われており、X 線では銀河団の高温ガスからの熱制動放射や輝線放射を、可視光では銀河団を構成する個々の銀河を観測できる。WL は背景銀河の歪みを統計的に解析することで、力学状態の仮定によらず銀河団の全質量を測定することができる手法であるが、今までの WL 観測はその観測の難しさから、主に可視光や X 線などの観測ですでに知られている特定の銀河団の質量分布を調べることを念頭に置いてされて

きた。しかし、近年の観測精度の向上により広域のサーベイ観測による質量で選択された銀河団カタログ (WL 同定銀河団カタログ) の作成が可能になってきた。

過去のすばる望遠鏡の ~ 16.7 [deg²] の範囲の観測による 10 個の WL 同定銀河団のサンプルを用いた研究で、X 線光度と WL 質量の関係は X 線で選択された銀河団 (X 線同定銀河団) と比較すると系統的に X 線光度が低いという示唆を得た。このことから二つの観測方法には銀河団サンプルに対する選択バイアスがあることが示唆された (Gile et al. 2015)。この結果はこれまでの銀河団の統計的な研究に影響を与えるものであるが、同サンプルはサンプル数が少なく、質量レンジや赤方偏移レンジも狭いため、この詳細な系統誤差の評価はまだ行われていない。

そこで、我々はすばる望遠鏡の超広視野主焦点カメラ HSC による大規模可視光サーベイ (HSC-SSP) のデータに着目した。HSC は過去の観測より 7 倍の視野と 8.2m 望遠鏡による深い観測および高い結像性能を誇り、赤方偏移 $z \sim 1.0$ までの銀河団が数多く

発見される。HSC-SSP は 2014 年から約 5 年かけ、 ~ 1400 [deg²] の領域を観測する予定である (図 1)。HSC-SSP の S16A field (~ 160 [deg²]) の観測では、 $10^{14}h^{-1}M_{\odot} < M_{500} < 10^{15}h^{-1}M_{\odot}$ で 65 個の WL 同定銀河団が見つかった (Miyazaki et al.2018)。

本研究では、これら 65 個の WL 同定銀河団サンプルに対し X 線アーカイブデータを用いたフォローアップ解析を行い、より広い質量レンジ、赤方偏移レンジでの X 線光度と WL 質量の関係から詳細な選択バイアスの評価を行う。

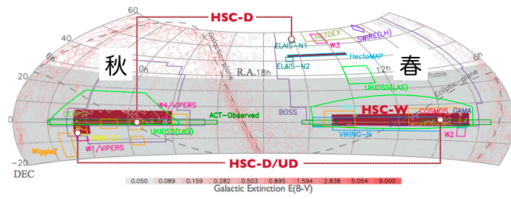


図 1: HSC-SSP サーベイ領域。観測時間 (=深さ) により WIDE(図中の W), DEEP(D), Ultra Deep(UD) に分類されている。

2 Observations

XMM-Newton は約 15 秒角の空間分解能と大きな有効面積 (~ 1550 [cm²]@1keV)、広い視野 ($30' \times 30'$) を併せ持つため、広がった天体の解析に有用である。XMM の全アーカイブデータを用いて質量分布ピークの中心から半径 $15'$ 内を視野内に捉えている観測データを調べたところ、65 領域中 13 の領域について観測があった。

これらの観測データについて XMM-Newton が提供する広がった天体に特化した解析ソフトウェア群である ESAS(Extended Source Analysis Software)(Snowden et al.2008) パイプラインを用いて、イメージ解析と分光解析を行なった。イメージ解析では、複数検出器を合わせた観測ごとのイメージを作成し、観測が複数あった領域については複数観測を合わせたイメージを作成した。これらのイメージと weak lensing から求めた質量分布のピーク、また東京大学の大栗正宗氏が開発した、星の種族合成モデルから測光赤方偏移を計算し銀河の分布を 3 次元的

に復元し銀河の集中した領域から同定する CAMIRA アルゴリズム (Oguri et al.2014) によって得られたメンバー銀河分布を合わせ比較を行った。

分光解析では、銀河団ガスの X 線光度とガス温度を精度よく見積もるために、XMM の 3 つの X 線検出器のうち PN を用いたソース領域とバックグラウンド領域との同時フィットを行った (図 2,3)。その際、混入点源は XMM-Newton の検出パイプラインによって作成された 3XMM catalogue DR7(Rosen et al.2016) を用いて取り除いた。ソース領域の半径は銀河団の平均温度から求めたビリアル半径 r_{500} を使用した。また、ソース領域の中心は r_{500} 内の X 線重心とした。

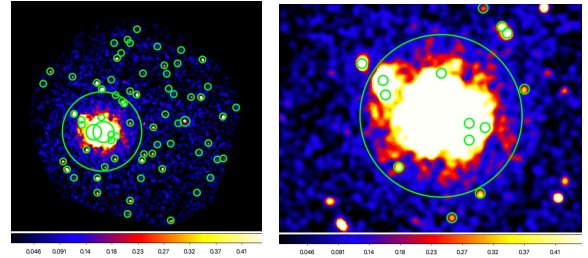


図 2: スペクトル抽出領域の一例 (左) バックグラウンド領域。 (右) ソース領域。緑の大円は中心 X 線重心、半径 $r_{500}=241$ [arcsec]、小円は 3XMM catalogue source(半径は左図で 30 [arcsec] 右図で 15 [arcsec]) を表す。

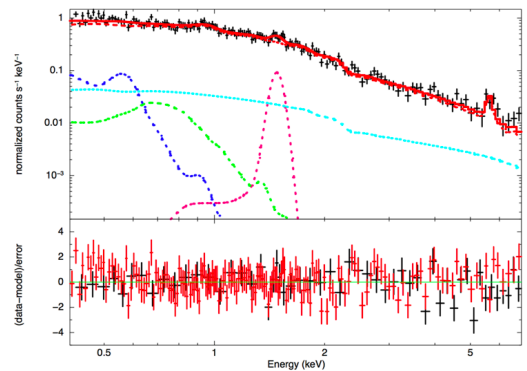


図 3: スペクトルフィットの一例。スペクトル中の赤線は銀河団ガスのスペクトルモデルとバックグラウンドのスペクトルモデルの足し合わせ、その他の色の点線はバックグラウンドの成分に対応。

3 Results

3.1 イメージ解析

イメージ解析の結果から質量分布ピークと広がった X 線ソースの対応を調べたところ、バックグラウンドノイズの影響が大きかった 1 領域を除いた 12 領域で質量分布ピークから半径 0.5 Mpc 以内に検出器の PSF に対し優位に広がった X 線源を確認した。以下、イメージ解析の一部を載せる。0.5-5 keV の X 線イメージと銀河分布のコントア (紫)。イメージは PN, MOS イメージの重ね合わせでスムージングをかけている。緑の円は中心が質量分布ピーク、直径 1 Mpc の円。

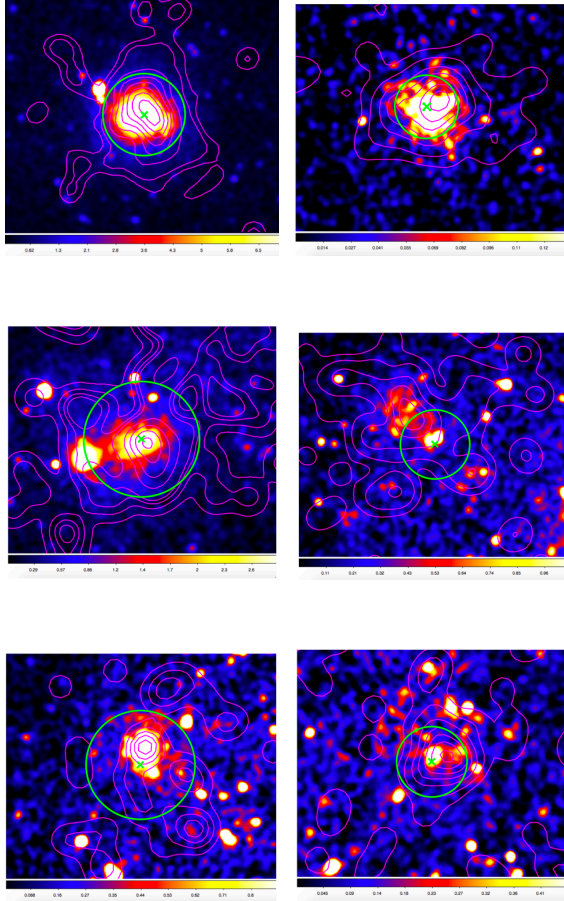


図 4: X 線イメージと質量分布ピーク、銀河分布の比較 (一部)。左上から右に rank2,8,26,28,36,43 のイメージ。天体名の rank は 65 個のサンプルを質量分布ピークの S/N 順に並べたものである。

3.2 $L_X - kT, L_X - M_{WL}$ スケーリング関係

分光解析によって求めた銀河団ガスの bolometric X 線光度、ガス温度と WL 質量から得られた $L_X - kT, L_X - M_{WL}$ スケーリング関係の結果を図 5, 6 に示す。また、先行研究の WL 同定銀河団である Giles et al.2015 の結果と過去の 50 個の X 線同定銀河団サンプル (Mahdavi et al.2013) の結果を比較として載せる。E(z) は膨張または収縮する宇宙モデルに対する補正因子で

$$E(z) = \sqrt{\Omega_M(1+z)^3 + (1 - \Omega_M - \Omega_\Lambda)(1+z)^2 + \Omega_\Lambda}$$

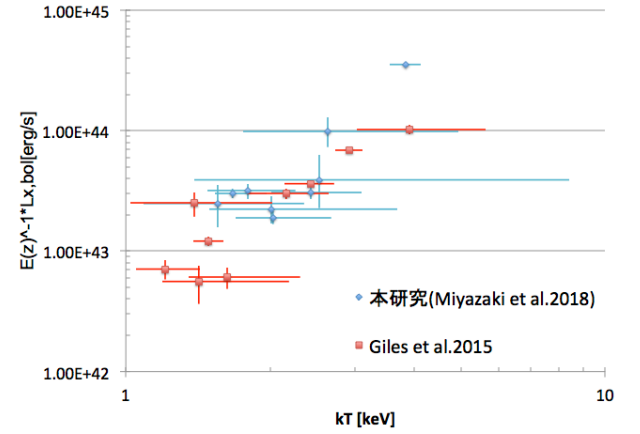


図 5: 本サンプル (青: Miyazaki et al.2018) と先行研究 (赤: Giles et al. 2015) における WL 銀河団のと銀河団ガス温度 kT -WL 質量 M_{WL} スケーリング関係の比較。

4 Discussion

結果として図 5 より WL 同定銀河団サンプルと X 線同定銀河団サンプルの X 線光度-ガス温度のスケール関係に系統的な差は見られなかった。また、Giles et al.2015 において WL 同定銀河団と X 線同定銀河団の X 線光度-ガス温度のスケール関係の比較において系統的な差が見られなかったことを踏まえると WL 同定銀河団と X 線同定銀河団の間に X 線の性質として大きな違いがないことが示唆された。しかし、図 6 より本研究の WL 同定銀河団サンプルと X 線同定銀河団サンプルの X 線光度-WL 質量の

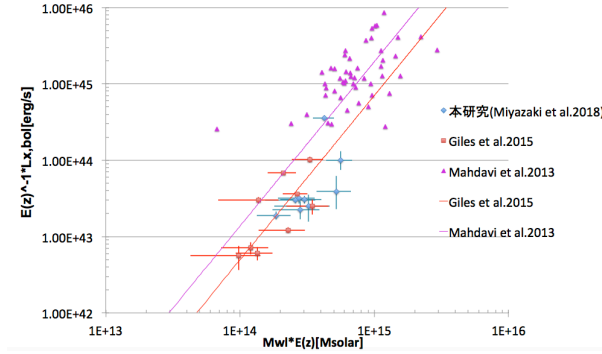


図 6: 本サンプル (青: Miyazaki et al.2018) と先行研究 (赤: Giles et al. 2015) における WL 銀河団の bolometric X 線光度 $L_{X, \text{bol}}$ -WL 質量 M_{WL} スケーリング関係の比較。これに X 線同定銀河団サンプル (紫: Mahdavi et al.2013) やスケーリング関係のベストフィットモデルも載せている。

スケーリング関係を比較すると、WL 同定銀河団が系統的に X 線光度が低いという先行研究の Giles et al.2015 と同様の結果を得た。これは、従来の X 線を中心としたサンプルは、X 線で明るいものをバイアスして抽出している可能性を示す結果である。

また、本研究では X 線のアーカイブデータを用いたことによってサンプルセレクションにバイアスがかかっている。それら进行评估するため、我々は XMM-Newton の観測のメインターゲットに着目した。観測のメインターゲットになっている天体は元々 X 線などで見つかったものがほとんどなので、これらが X 線同定銀河団サンプルと同等のサンプルであるとして区別すると、X 線光度-WL 質量のスケーリング関係上で図 7 のように区別される。これらのサンプルは我々のサンプルの中でも系統的に明るいものが多く、このバイアスを考慮すると我々のサンプルは Giles et al.2015 同様かそれ以上に系統的に X 線光度が低いことが示唆される。これから今回の結果は Giles et al.2015 での結果を強く支持するものであると考える。

5 Conclusion

今回我々は、HSC-SSP S16A サーベイ領域内の 65 個の WL 同定銀河団について、XMM-Newton のアー

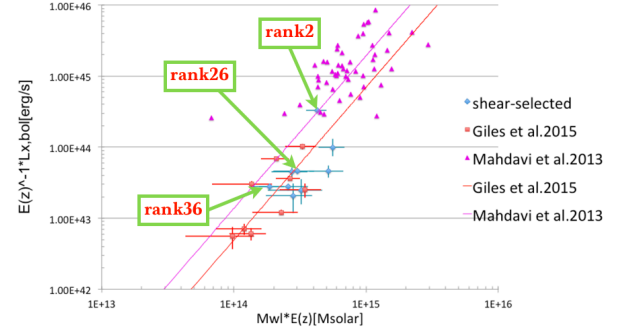


図 7: グラフは図 6 と同じグラフ。矢印で示した点が XMM-Newton のメインターゲットになっている天体のデータ点。

カイブデータを用いたフォローアップ解析を行った。イメージ解析では、観測のあった 13 個の領域のほとんどで質量分布に対応する X 線源を確認した。また分光解析によって求めた X 線光度を用いて本研究の WL 同定銀河団サンプルと X 線同定銀河団サンプルの X 線光度-WL 質量のスケーリング関係を比較すると、WL 同定銀河団が系統的に X 線光度が低いという先行研究の Giles et al.2015 と同様の結果を得た。また、対象となる天体が観測のメインターゲットであるかどうかに着目すると、観測のメインターゲットになっているものは X 線で系統的に明るいものが多いことがわかった。これらの結果から、従来の X 線を中心としたサンプルは、X 線で明るいものをバイアスして抽出している可能性があることが強く示唆された。今後はサンプル数を増やすとともに WL 同定銀河団の力学状態に系統的特徴がないか探っていく予定である。

Reference

- Miyazaki, Oguri, & Hamana 2018, PASj ,70,S27
- Giles, Maughan, Hamana& Miyazaki 2015, MNRAS,447, 3044
- Snowden, Mushotzky, & Kuntz 2008, 478, 615
- Rosen, Webb, & Watson 2016, A&A,590,1
- Oguri, M. 2014,444, 147
- Mahdavi, Hoekstra& Babul 2015 ApJ, 794, 175

重力レンズ効果と ALMA 干渉計で探る初期銀河の星形成活動

菊地原正太郎（東京大学）

Abstract

宇宙史初期 ($z \gtrsim 6$) における銀河の典型的な性質を詳しく調べるためには、intrinsic には典型的な明るさをもつものの、見かけ上は明るく観測されているような銀河のサンプルを構築する必要がある。そこで REionization Lensing Cluster Survey (RELICS) は、大質量の銀河団に重力レンズされた 46 領域 ($\sim 200 \text{ arcmin}^2$) を *Hubble* 宇宙望遠鏡 (HST) で撮像し、321 個の $z \gtrsim 6$ 銀河候補天体を同定した。このサンプルは明るい銀河を非常に多く含み ($m_{\text{UV}} \leq 24.5 \text{ mag}$ に 31 個)、もっとも明るいもので $\sim 23 \text{ mag}$ であった。これらの intrinsic な性質を調べるために、RELICS 銀河団の質量分布モデリングが進行中である。星形成活動などの性質を求めるため、HST と ALMA 干渉計のデータを同時に用いることが必要である。

1 INTRODUCTION

宇宙史初期 ($t_{\text{univ}} \lesssim 1 \text{ Gyr}$, $z \gtrsim 6$) の銀河形成史を解き明かすには、銀河の明るさごとの個数（すなわち光度関数）を調べるという統計的アプローチと、個々の銀河の性質を詳らかにするという個別的アプローチの両方が必要である。

個別の銀河の性質を詳しく調べるには、その銀河がある程度明るく見えなければならない（例えば分光観測ができるためには $m \leq 24.5 \text{ mag}$ ）。しかし分光観測で受かるほど見かけが明るい銀河は、intrinsic にも典型的な明るさ (“ L^* ”) の数倍以上明るく、サンプルとしては偏りがある。したがって $z \gtrsim 6$ 銀河の典型的な性質を調べるには、「intrinsic には典型的な明るさを持ち、apparent には十分に明るい」ようなサンプルを構築する必要がある。これを可能にするのが、銀河団の強い重力レンズ効果による増光である。

Hubble 宇宙望遠鏡 (HST) による Treasury Program では、これまでに 2 つの重力レンズ銀河団領域サーベイが進められてきた。Hubble Frontier Field (HFF; PI Coe) は 6 銀河団領域を深く撮像し、非常に暗い側まで ($M \lesssim -15 \text{ mag}$) $z \gtrsim 6$ 銀河候補天体を同定した (Ishigaki et al. 2018)。Cluster Lensing And Supernovae survey with Hubble (CLASH; PI Bradley) は 18 銀河団領域を掃き、約 180 個の $z \gtrsim 6$ 銀河候補天体を同定した (Bradley et al. 2014)。

しかし HFF と CLASH は観測領域が比較的狭かったため、明るい銀河はあまり同定されなかった

($m_{\text{UV}} \leq 24.5 \text{ mag}$ に計 11 個)。そこで REionization Lensing Cluster Survey (RELICS; PI Coe) は、41 銀河団に強くレンズされた $\sim 200 \text{ arcmin}^2$ の領域を撮像し、 $z \gtrsim 6$ 銀河候補天体を 321 個同定した (Salmon et al. 2017)。

本講演では、RELICS プロジェクトで同定された $z \gtrsim 6$ 銀河候補天体の性質や将来の追観測、および RELICS 銀河団の質量分布モデリングについて、本講演者による解析結果を含めた形で述べる。

2 DATA

2.1 Cluster Selection

RELICS でサーベイ領域は 41 個の銀河団からなる。これらのうち 21 個は、大きな質量をもつこと ($M > 4 \times 10^4 M_{\odot}$) を基準にして選ばれた（質量の測定は Planck Collaboration et al. (2016) による）。その他の 20 個は、重力レンズ効果の程度が強いことを基準にして選ばれた。選ばれた銀河団たちの質量と赤方偏移の分布は図 1 の通りである。

2.2 Observation

RELICS 銀河団を含む領域に対して、主に HST (optical – NIR) と *Spitzer* 望遠鏡 (MIR) の観測が行われた。一部の銀河団に対しては他の波長帯や他の

望遠鏡による観測も行われているが、本講演では割愛する。また ALMA 干渉計 (radio) による観測も提案されている。

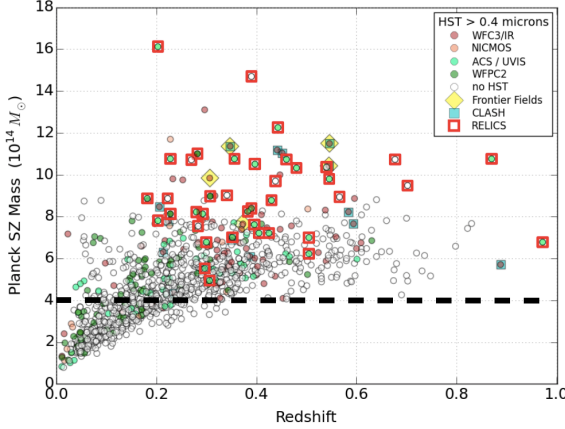


図 1: RELICS 銀河団 (□) の質量 (縦軸) と赤方偏移 (横軸) の分布。各色の丸は凡例の各フィルターで観測された銀河団。◆は HFF、■は CLASH の銀河団。(Credit: Coe)

2.2.1 HST

HST による観測は 2015 年 10 月から 2017 年 4 月に渡って行われた (PI: Coe)。観測対象は 41 銀河団たちにレンズされた 46 個の領域 ($\sim 200 \text{ arcmin}^2$)¹ であり、計 190 orbit が充てられた。観測の深さは 5σ で 26–27 mag である。撮像の主なフィルターは ACS の 3 バンドと WFC3/IR の 4 バンドである。

2.2.2 Spitzer

Spitzer の IRAC ($3.6 \mu\text{m}$, $4.5 \mu\text{m}$) による観測は、すべての RELICS 銀河団に対して 390 時間の観測時間で行われた (PI: Bradac, Soifer)。これに加えて、330 時間の追加観測がサイクル 14 で accept された。

3 RESULTS

3.1 High- z Source Candidates

HST で観測された 46 領域 (2.2.1 節) で天体を検出し、その中から $z \gtrsim 6$ 銀河候補天体を次の手順で抽出した。

- (1) 各天体の photometry を SED fitting し、求められた測光赤方偏移 z_{phot} が $P(z_{\text{phot}} > 5.5) > 40\%$ を満たすものを選ぶ。
- (2) (1) で選ばれた天体のうち、S/N, サイズ, stellarityなどを調べ、 $z \gtrsim 6$ 銀河として確からしいものを選ぶ。

以上の作業の結果、 $z \sim 6$ に 255 個、 $z \sim 7$ に 57 個、 $z \sim 8$ に 8 個、 $z \sim 10$ に 1 個 (計 321 個) の $z \gtrsim 6$ 銀河候補天体を選ばれた。

これらの中には、見かけの明るさが $m_{\text{UV}} \leq 24.5 \text{ mag}$ のものが 31 個含まれている (図 2, 3)。もともと明るいものは $z \sim 6$ で $H_{160} \sim 23 \text{ mag}$ である。また、これらの中には強く増光されているものも含まれている。例えば MACS0308+26-0904 ($z = 6.4$) は intrinsic には 25.4 mag ($L \sim L^*$) だが、前景銀河団により約 23 倍増光され、23.4 mag ($L \gg L^*$) に見える (図 3 右上)。

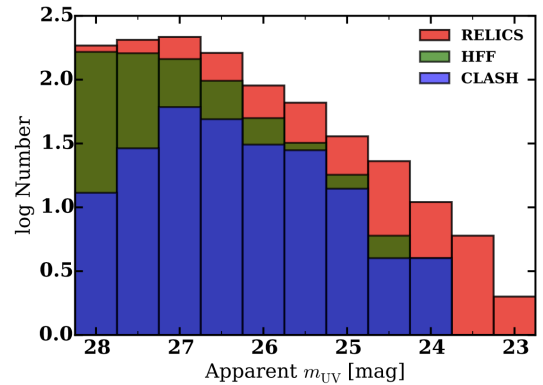


図 2: RELICS, HFF, CLASH で得られた $z \gtrsim 6$ 銀河候補天体の、見かけの明るさごとのヒストグラム。

¹41 銀河団のうち 5 銀河団は 2 pointing で撮像されたため、領域の個数は $36 + 5 \times 2 = 46$ 。

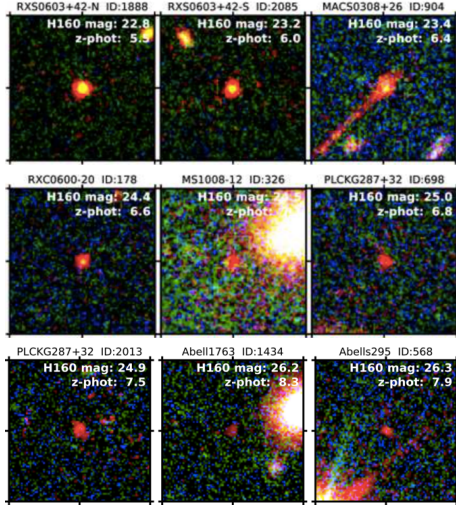


図 3: 各赤方偏移の候補天体のうち、見かけが明るい方から 3 個の疑似 3 色合成画像 ($5'' \times 5''$)。赤方偏移は上段から順に $z \sim 6, 7, 8$ 。(Salmon et al. 2017)

3.2 Cluster Mass Modeling

レンズされている天体の見かけの明るさを intrinsic な明るさに換算するには、その天体が受けている増光の度合いが必要である。増光の度合いはレンズされている天体の位置と前景銀河団の質量分布によって決定されるため、前景銀河団の質量分布を決めなければならない。質量分布は、① 銀河団の質量分布を自由パラメータ（ハロー質量 M など）を含むモデルで表し、② 銀河団領域内で観測された多重像の位置を再現するように自由パラメータを制限する、という手順でモデリングする。実際の作業には GLAFIC というソフトウェアを用いる (Oguri 2010)。

RELICS 銀河団たちのうち、本講演者による GLAFIC モデルを含め、20/41 銀河団のモデルが公開されている²。

個々のモデルの詳細は、本講演者による過去の講演などを参照（第 47 回夏の学校: 銀河 a21）。

4 DISCUSSION

4.1 $z = 9.9$ Arc

$z = 9.9$ にアーク状の銀河候補天体が 1 つ選ばれた (SPT0615-JD; 図 4)。SPT0615-JD が真に $z = 9.9$ にいることを検証するため、Salmon et al. (2018) では以下の 2 通りの検証が行われた。

(1) 質量分布モデリングによる検証: 本講演者らは、SPT0615-JD の前景銀河団 ($z = 0.97$) の質量分布モデルを構築した (手順は 3.3 節を参照)。 $z = 9.9$ を仮定した SPT0615-JD がその銀河団の質量分布の下でどのように観測されるかをシミュレーションしたところ、西と南東に 1 つずつ counter image (見かけの明るさはそれぞれ $H_{160} = 26.7, 26.0$) が予測された。これらの明るさは検出限界よりも暗いか同程度であり、実際、予測位置付近に counter image と思われる天体は検出されていない。

(2) 物理量による検証: SPT0615-JD の photometry に対し、SED fitting が行われた。その結果、確からしい解として $z = 9.9$ と $z = 2.2$ が得られた。しかし $P(z)$ は $z = 9.9$ を仮定した場合の方がより大きく、また fitting により得られた SPT0615-JD の物理量も $z = 9.9$ を仮定した方がより自然であった (星質量: $\log(M_*/M_\odot) = 9.7^{+0.7}_{-0.5}$, 星形成率: $\text{SFR} = 21^{+34}_{-11} M_\odot/\text{yr}$)。さらに、intrinsic なサイズ (half-light radius: $r_e \sim (0.7-0.8) \text{ kpc}$) も既知の銀河の傾向から予測されるサイズと一貫していた。

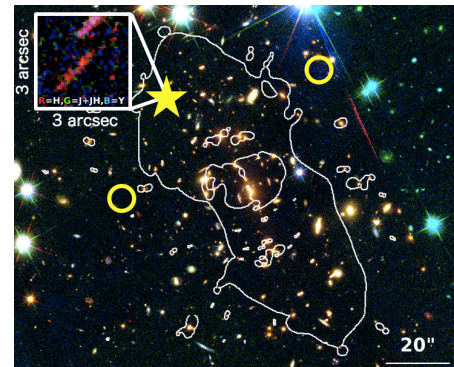


図 4: SPT0615-57 銀河団の疑似 3 色合成画像。★と○はそれぞれ SPT0615-JD とその counter image の予測位置。左上のパネルは SPT0615-JD の疑似 3 色合成画像 ($3'' \times 3''$)。白線は $z_s = 10$ の臨界線。

²本予稿投稿時点; <https://archive.stsci.edu/prepds/relics/>

以上の2通りの議論より、SPT0615-JD は $z = 9.9$ のアーク銀河である可能性が高いと言える。

4.2 Star Formation Activity

遠方銀河の星形成活動を正確に見積もるためには、ALMA のデータが必要である。既に ALMA により領域全体が mapping されている RELICS の銀河団は、ACT0102-49 のみである (PI: Baker, 2014 年 11 月, バンド 6, FoV = 3.4 arcmin²)。本講演者はこの銀河団領域の天体に対して Lyman break 法を適用し、20 個の $z \gtrsim 5$ 銀河サンプルを構築した。また HST と ALMA のデータを併用することで、これらの銀河の星形成活動の指標として、ダスト放射/吸収の釣り合いの度合いを示す IRX- β 関係を求めた (図 5; 第 47 回夏の学校: 銀河 a21)。この結果、 $z \gtrsim 5$ 銀河の典型的な星形成で、近傍銀河よりダスト放射が強い可能性が棄却できないことが示された。

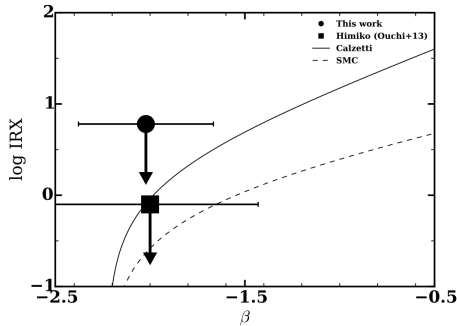


図 5: $z \sim 6-7$ 銀河をスタックして得た IRX- β 関係 (●)。比較のため、 $z = 6.6$ 銀河 (■) と、近傍銀河での経験則 (‘Calzetti’ はスターバースト、‘SMC’ は典型銀河) についても載せた。

IRX ($\equiv L_{\text{FIR}}/L_{\text{UV}}$) は銀河内に含まれるダストの温度 T_d の関数である。したがって $z \gtrsim 5$ での IRX- β 関係を近傍での関係と正しく比べるためには、まずは T_d を観測から求めなければならない。 T_d は ALMA のバンド 6-8 に広がるダスト放射 L_{FIR} のピーク位置を観測することにより決定できる。しかしバンド 8 は大気による減光を強く受けるため観測が難しい (図 5 ではバンド 6 のデータのみを用いたため、 T_d の決定が不正確であった)。

そこで今後の RELICS $z \gtrsim 6$ 銀河候補天体の追観測を念頭に、これらがバンド 8 で検出されるかどうかをシミュレーションした。その結果、重力レンズ効果による増光とスタッキングを同時に利用することで、S/N $\gtrsim 5$ での検出が期待されることが分かった。さらに、 S_8/S_6 (S_6 , S_8 はそれぞれバンド 6, 8 でのフラックス) が比較的小さい場合 $T_d \sim 35$ K が $\Delta(T_d) < 1$ K で決まり、逆に S_8/S_6 が比較的大きい場合 $T_d \geq 50$ K が約 94 % の確率で採択されることも予測された。

5 CONCLUSION

Salmon et al. (2017) は、重力レンズ銀河団領域を 46 領域 (~ 200 arcmin²) 観測し、321 個の $z \gtrsim 6$ 銀河候補天体を同定した (RELICS)。このサンプルは明るい銀河を非常に多く含み ($m_{\text{UV}} \leq 24.5$ mag に 31 個)、もっとも明るいもので ~ 23 mag であった。これらの intrinsic な性質を調べるために、RELICS 銀河団の質量分布モデリングが進行中である。また、星形成活動などの性質は、HST と ALMA のデータを同時に用いることで得られる。

Reference

- Bradley et al. 2014, ApJ, 792, 76
- Ishigaki et al. 2018, ApJ, 854, 73
- Oguri 2010, PASJ, 62, 1017
- Ouchi et al. 2013, ApJ, 778, 102
- Planck Collaboration, et al. 2016, A&A, 594, A27
- Salmon et al. 2017, arXiv:1710.08930
- Salmon et al. 2018, arXiv:1801.03103

a24

重力レンズ効果の解析と ALMA の水分子輝線撮像データに基づく遠方銀河の観測的研究

島田 優也 (名古屋大学大学院 理学研究科 修士 1 年)

Abstract

$z = 1-4$ の宇宙論的遠方に多く存在するサブミリ波銀河 (SMG) は、近傍の銀河に比べて高い星形成率 ($100-1000 \text{ M}_\odot \text{ yr}^{-1}$) を持つ銀河である。この活発な星形成活動の要因を理解することは、銀河進化を解明する上で大変重要である。遠方銀河の観測は難しいが、重力レンズ効果を用いることでこの問題を解決することができる。重力レンズ効果とは、背景光源と質量の大きい前景天体が視線方向に並んだ際に、本来の光源の位置や大きさと異なる像が観測される現象である。この効果により、SMG を望遠鏡本来の分解能を超えた高分解能で観測することができる。

SDP.81 は、 $z = 3.042$ に存在する SMG が、 $z = 0.299$ に位置する大質量楕円銀河によって、強い重力レンズ効果を受けている銀河-銀河重力レンズシステムである。本研究では、サブミリ波干渉計 ALMA (角度分解能 160 ミリ秒角) によって得られた、SDP.81 の水分子輝線 H_2O ($J_{\text{KaKc}} = 2_{02}-1_{11}$) と一酸化炭素の二つの輝線 CO ($J = 5-4, 8-7$) のデータに対して、重力レンズ効果の補正を行った。解析結果を比較すると、 H_2O ($2_{02}-1_{11}$) と高励起の CO ($8-7$) の空間分布は 300 pc のスケールで、位置が似ていることが分かった。この要因として、 H_2O が高密度 (水素分子の密度 $n(\text{H}_2) > 1.5 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$) な分子ガスに付随している可能性や、爆発的星形成領域や未発見の埋もれた AGN が存在する可能性が考えられる。

1 Introduction

$z = 1-4$ の宇宙論的遠方に位置するサブミリ波で明るいサブミリ波銀河 (以降 SMG) は、 $z \sim 0$ の近傍の銀河に比べて高い星形成率 ($100-1000 \text{ M}_\odot \text{ yr}^{-1}$) を持つ銀河である。SMG は、近傍に存在する大質量楕円銀河の祖先であると考えられており、その活動性を明らかにすることで、銀河の形成史や進化を明らかにできると期待されている。

本研究では、H-ATLAS J090311.6+003906 (以降 SDP.81) (Negrello, M., et al. 2010) を研究対象としている。SDP.81 は、 $z = 3.042$ にて爆発的な星形成をしている SMG が $z = 0.299$ に位置している大質量楕円銀河によって、強いレンズ効果を受けている銀河-銀河重力レンズシステムである。この天体は、2014 年に Atacama Large Millimeter/submillimeter Array (以降 ALMA) で観測され、ダストの連続波や一酸化炭素の輝線 CO ($J = 5-4, 8-7, 10-9$)、水分子の輝線 H_2O ($J_{\text{KaKc}} = 2_{02}-1_{11}$) が検出された (ALMA Partnership 2015)。ALMA の角度分解能 160 mas

(ミリ秒角) と SDP.81 の増光効果の組み合わせによって実現される空間分解能は、 $z = 3.042$ の遠方において、約 300 pc に相当する。この高分解能のデータを用いて、前景銀河の質量モデルの決定等の先行研究が行われている。Tamura et al. (2015) では、前景銀河の質量モデルを等温楕円体 (SIE) と仮定し、SIE のモデルの各パラメータ (モデルの中心座標 (x, y) 、コアの半径 r_{core} など) が決定された。また、Hatsukade et al. (2015) では、背景銀河において、非常に高い密度と星形成率を持つ molecular clump が発見されている。

以上のように、SDP.81 では多くの先行研究がなされてきたが、今回、我々は ALMA で得られた SDP.81 の H_2O ($2_{02}-1_{11}$) のデータに注目した。 H_2O は、通常の星間空間中では、ダストの表面に固体として存在するため、気体の状態ではほとんど存在しない (Caselli, P. et al. 2010)。しかし、銀河中心などの暖かく (ダストの温度 $T_{\text{dust}} > 30 \text{ K}$)、高密度 (水素の密度 $n_{\text{H}} > 10^4 \text{ cm}^{-3}$) な環境下では、気体の H_2O の存在量が増加する。González-Alfonso et al. (2010) や Liu, L.

et al. (2017) では、赤外線天文衛星 Herschel を用いて、近傍銀河の H_2O の回転遷移の観測や研究が行われた。これらの研究によって、銀河の中心領域 (銀河中心から半径 1 kpc 程度の領域) の物理状態 (T_{dust} , n_{H} など) が解明されている (図 1 参照)。本研究では、実際に観測された SDP.81 の H_2O ($2_{02}-1_{11}$) の撮像データ (image plane) に対して、重力レンズ効果を補正し、本来の天体の様子 (source plane) の再構築を行う。この結果から、SDP.81 の H_2O 輝線の放射領域の特定及び、その領域の物理状態 (温度や密度) を解明する。

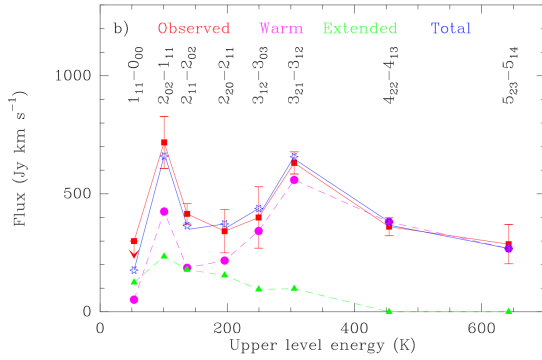


図 1: Mrk 231 で観測された H_2O の各遷移の放射強度。オレンジは実際に観測された値、マゼンダは暖かく ($T_{\text{gas}}=90$ K) 水素分子の密度 n_{H_2} が $1.5 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$ コンパクトな領域からの放射モデル、緑は比較的低温 ($T_{\text{dust}}=40$ K) で水素分子の密度 n_{H_2} が $5 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ 程度の広がった領域からの放射モデルを表している。青はマゼンダと緑の合計を表している。(González-Alfonso et al. 2010)

本稿の構成は以下の通りである。2 節では、本研究で用いた ALMA データについて述べ、3 節では、ALMA データに対して重力レンズ効果の補正をし、source plane の再構築を行うための解析手順を紹介する。4 節では解析の結果と考察を示し、5 節にて今後の展望を述べる。なお、今回採用した宇宙論パラメータは $\Omega_m = 0.26$, $\Omega_\Lambda = 0.74$, $h = 0.72$ である。 $z = 3.042$ の遠方において、1 秒角は約 7.78 kpc、160 mas は約 1.24 kpc に相当している。

2 Observations and Data

本研究では、2014 年に ALMA で撮像された SDP.81 のデータを用いて解析を行った。なお、データに関しては ALMA Science Portal にて公開されている¹。今回、これらのデータの中で、解析を行ったのは、 H_2O ($2_{02}-1_{11}$) と CO ($5-4$, $8-7$) の 3 つの輝線データである。これらのデータの角度分解能は 160 mas である。また、十分な S/N 比を得て、解析を容易に行うために、各輝線のデータを Common Astronomy Software Application (CASA) の immoment コマンドを用いて、周波数方向に積分し、積分強度図を作成した。解析を行った 3 つの輝線の各積分強度図を図 2 に示す。表 1 では、各積分強度図の peak flux (F_{peak}) と root mean square (以降 rms)、S/N 比を示す。

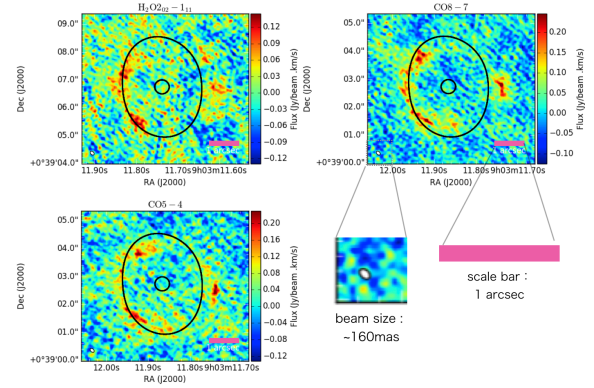


図 2: ALMA で得られた SDP.81 の分子ガスの各輝線の積分強度図。図中の黒の実線は増光率が無限大となる critical line を表している。それぞれの図は、左上: H_2O ($2_{02}-1_{11}$)、右上: CO ($8-7$)、左下: CO ($5-4$) を表している。

表 1: 各積分強度図の F_{peak} と rms、S/N

lines	H_2O ($2_{02}-1_{11}$)	CO ($8-7$)	CO ($5-4$)
F_{peak} (Jy/beam km/s)	0.156	0.298	0.250
rms (Jy/beam km/s)	0.036	0.036	0.041
S/N ($=\frac{f_{\text{peak}}}{\text{rms}}$)	4.3	8.3	6.3

¹<https://almascience.nrao.edu/alma-data/science-verification>

3 Methods

本研究では、マルコフ連鎖モンテカルロ法 (以降 MCMC 法) を用いて、source plane の再構築を行った。MCMC 法とは、多変数の確率分布からサンプリングを行う方法である。解析には、重力レンズ解析ソフト gravitational lens adaptive-mesh fitting code (以降 glafic) の mcmc コマンドを用いた (Oguri ,M. 2010)。解析条件は以下の通りである。

- 試行回数 : 2×10^5 回
- 採択率 (accepting rate) : 30 – 60 %
- 輝度分布モデル :
source plane 上に、二次元ガウス関数 $\Sigma(r) = \Sigma_0 \exp(-\frac{r^2}{2\sigma_g^2})$ を 1 つ仮定する
- フリーパラメータ :
peak flux Σ_0 、中心座標 (x,y)、標準偏差 σ_g
- フィックスパラメータ :
離心率 e、傾き (Position Angle)
- 前景銀河の質量モデル :
SIE モデル (Tamura et al. 2015)

また、MCMC 法を用いた解析をする際、与えたパラメータの初期値と、各パラメータのステップ幅 δ は以下の表 2 に示す通りである。各輝線のガウシアンを中心座標は、 H_2O ($2_{02}-1_{11}$) の中心座標 (RA (J2000) = 9:03:11.5653, Dec (J2000) = +0:39:06.469) を基準とした、相対座標で表している。

表 2: 各パラメータの初期値とステップ幅 δ

lines	H_2O ($2_{02}-1_{11}$)	CO (8-7)	CO (5-4)
Σ_0 (Jy/beam km/s)	0.093	0.178	0.12
x (mas)	0.0	-35.1	-97.0
y (mas)	0.0	28.1	-26.6
σ_g (mas)	168	128	164
$\delta\Sigma_0$ (Jy/beam km/s)	0.005	0.0002	0.0005
δx (mas)	0.005	0.001	0.001
δy (mas)	0.005	0.001	0.001
$\delta\sigma_g$ (mas)	0.005	0.001	0.001

4 Results and Discussion

前節で示した解析から得られた、4 つのフリーパラメータの中央値と、標準偏差 σ は以下の表 3 に示す通りである。各輝線のガウシアンを中心座標は、 H_2O ($2_{02}-1_{11}$) の中心座標 (RA (J2000) = 9:03:11.558, Dec (J2000) = +0:39:06.513) を基準とした、相対座標で表している。

表 3: 解析結果 : 各パラメータの中央値と標準偏差 σ

lines	H_2O ($2_{02}-1_{11}$)	CO (8-7)	CO (5-4)
Σ_0 (Jy/beam km/s)	0.094 $^{+0.032}_{-0.021}$	0.173 ± 0.002	0.12 ± 0.003
x (mas)	0.0 $^{+21.4}_{-24.7}$	-0.5 $\pm$ 1.4	-39.3 $\pm$ 1.8
y (mas)	0.0 $^{+32}_{-14.4}$	-0.8 $\pm$ 1.4	-43.3 $\pm$ 1.8
σ_g (mas)	41.7 $^{+7.8}_{-12.9}$	125 $\pm$ 1.1	100 $\pm$ 1.3
FWHM (mas)	98.1 $^{+18.4}_{-30.6}$	294 $\pm$ 2.6	236 $\pm$ 3.1
FWHM (kpc)	0.76 $^{+0.14}_{-0.24}$	2.28 $\pm$ 0.02	1.83 $\pm$ 0.02

以上の結果を用いて、各分子輝線の空間分布の中心座標の信頼区間を図 3 に、各分子輝線の source plane 上での空間的拡がりを図 4 に、それぞれ示す。

図 3 より、 H_2O ($2_{02}-1_{11}$) の中心座標は CO (8-7) の中心座標と 1σ で一致していることが確認できる。一方で、 H_2O ($2_{02}-1_{11}$) と CO (5-4) は一致していない。このことから、 H_2O ($2_{02}-1_{11}$) は CO (8-7) がトレースする高密度 (水素分子の密度 $n(\text{H}_2) > 1.5 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$) な分子ガスに付随している可能性が考えられる。また、CO の輝線に比べ、 H_2O の σ が一桁程度大きくなっており、原因としては H_2O の S/N 比が CO よりも低いことが挙げられる (表 1 参照)。

図 4 より、空間的な拡がりを比較すると、 H_2O は CO の 2 輝線よりもコンパクトな構造をしていることがわかる。 H_2O が示すコンパクトな領域は、SDP.81 の銀河中心を表しているとも考えられる。また、Liu, L. et al. (2017) などでも、 H_2O ($2_{02}-1_{11}$) は星形成が活発な銀河や活動銀河 (AGN) を持つ銀河で検出されているため、活動銀河核、爆発的な星形成を行っている領域を示唆している可能性も考えられる。

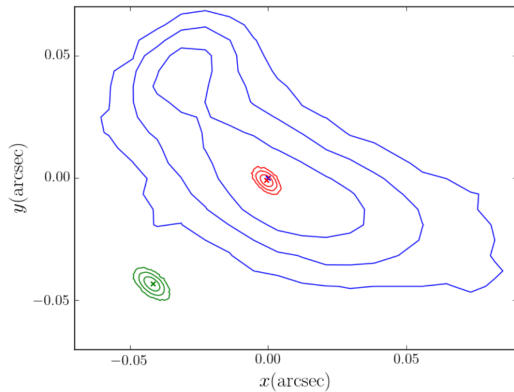


図 3: 解析結果：各分子輝線の空間分布の中心座標の信頼区間。各色が表す輝線は、青： H_2O ($2_{02}-1_{11}$) 赤： CO (8-7) 緑： CO (5-4) である。× は各分子輝線の空間分布の中心座標を表し、コントアはその信頼区間を示している。また、コントアは、外側から 3σ , 2σ , 1σ である。

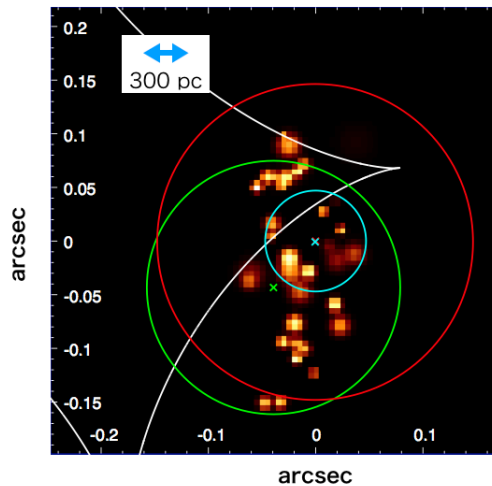


図 4: 解析結果：各分子輝線の空間分布。各色が表す輝線は、青： H_2O ($2_{02}-1_{11}$) 赤： CO (8-7) 緑： CO (5-4) である。図中の × は図 3 と同じであり、コントアは各ガウシアンを FWHM を示している。また、白の曲線は、critical line に対応する source plane の位置 caustics である。イメージは、Tamura et al. (2015) で再現された source plane 上でのダストの分布を表している。

5 Future Works

我々は SDP.81 の 3 つの輝線の撮像データに対して、重力レンズ効果を補正し、source plane の再現を行った。その結果、 H_2O ($2_{02}-1_{11}$) のコンパクトな分布をトレースすることができた。本研究の今後の展望と課題は、以下の通りである。

- H_2O データのイメージングのやり直しによるデータの S/N 比の改善と、各パラメータの決定精度の向上
- 各分子輝線の空間分布の離心率 e と傾きをフリーパラメータに加えた、MCMC 法の再解析
- より高準位の H_2O ($3_{21}-3_{12}$) や H_2O ($4_{22}-4_{13}$) の回転遷移を観測、解析
- SDP.81 以外の重力レンズ天体での H_2O の観測データの解析

Reference

- ALMA Partnership 2015, ApJ, 808, L4
- Caselli, P., Keto, E., Pagani, L., et al. 2010, A&A, 521, L29
- González-Alfonso, E., Fischer, J., Isaak, K., et al. 2010, A&A, 518, L43
- Hatsukade, B., Tamura, Y., Iono, D., et al. 2015, PSAJ, 67, 93
- Negrello, M., Hopwood, R., De Zotti, G., et al. 2010, Science, 330, 800
- Oguri, M. 2010, PASJ, 62, 1017
- Liu, L., Weiß, A., Perez-Beaupuits, J. P., et al. 2017, ApJ, 846, 5
- Tamura, Y., Oguri, M., Iono, D., et al. 2015, PSAJ, 67, 72
- ALMA science portal の data のページ,
<https://almascience.nrao.edu/alma-data/science-verification>

a25

超臨界降着 AGN のミリ波/サブミリ波観測から探る 銀河と超巨大ブラックホールの共進化

山下 祐依 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

近傍宇宙における超巨大ブラックホール (SMBH) 質量と母銀河のバルジ質量との間の強い相関は銀河と SMBH の間の共進化を示唆しているが、両者間の相互作用の物理的過程は未だ解明されていない。そこでその物理的過程として有力視されているのが、活動銀河核 (AGN) からのフィードバックである。SMBH への質量降着が AGN へエネルギーを供給することから、高い質量降着率を示す天体は AGN フィードバックを議論する上で重要な研究対象であり、特に理論限界値 (Eddington 比 $\lambda_{\text{Edd.}} = 1$) を超える程の激しい質量降着 (超臨界降着) を示す天体は興味深い。そこで本研究は、ミリ波/サブミリ波帯観測による超臨界降着 AGN の分子ガスの物理的性質の探査に着目し、(1) 多相星間ガスアウトフローの比較による AGN フィードバックの母銀河へ与える影響の解明、(2) 初期宇宙の銀河進化・SMBH 進化における超臨界降着現象の寄与の解明、(3) 多天体サンプルを用いた超臨界降着 AGN の統計的議論、を目指す 3 つの研究課題に取り組んで来た。研究課題 (3) の超臨界降着 AGN 多天体サンプルのうち 7 天体に対しては、野辺山 45m 望遠鏡を用いた観測を実施し、5 天体で CO(1-0) 輝線を初検出した。

1 Introduction

近傍宇宙で確認されている、超巨大ブラックホール (supermassive black hole; SMBH) とその母銀河のバルジ質量との間の強い相関は、銀河と SMBH の間の共進化を示唆している (Kormendy & Ho 2013)。しかし、スケールに大きな違いのある両者が、どのようにして互いに影響を及ぼしあいながら共進化していったのかは未だ解明されていない。そこでその物理的過程として有力視されているのが、活動銀河核 (active galactic nuclei; AGN) からのフィードバック (AGN フィードバック) である。AGN フィードバックとは、SMBH への質量降着によってエネルギーを得て明るく輝く AGN の輻射圧やジェットに駆動されたガス流 (アウトフロー) が、星生成の材料となる分子ガスを圧縮または吹き飛ばし、母銀河の星生成活動を促進/抑制することである (正/負のフィードバック)。しかし、AGN フィードバックを議論する上で、どのような発生機構や、正/負どちらのフィードバックが共進化の物理的過程として重要な役割を担うのかは未だ十分に理解されていない。

SMBH への質量降着が AGN へエネルギーを供給

することから、高い質量降着率を示す AGN は、共進化における AGN フィードバックの寄与を理解する上で重要なターゲットとなる。特に、質量降着率を表す Eddington 比 $\lambda_{\text{Edd.}}$ が理論限界値 ($= 1$) を超えるほどの激しい質量降着 (超臨界降着) を示す天体は大変興味深い。理論的にも、ブラックホールの進化がこのような超臨界降着をみせる段階に大きく影響されることが示唆されている (Kawaguchi et al. 2004)。また、このような超臨界降着を示す SMBH は、銀河の全質量に占める分子ガスの割合が高い銀河に選択的に存在する傾向が報告されており (Izumi 2018b)、母銀河の成長とも密接に関係している可能性が考えられている。

このように、超臨界降着 AGN は、ブラックホールの進化史および銀河とブラックホールの間の共進化関係の理解において大変重要である。しかしながら、超臨界降着 AGN はその存在の希少性から観測的研究が十分に行われておらず、特にその分子ガスの物理的性質に着目して詳細な調査を行なった先行研究はほとんど存在していない。

2 Science Cases

そこで我々は、ミリ波/サブミリ波帯の分子ガス輝線観測を用いた超臨界降着 AGN の分子ガスの物理的性質探査に着目した。本研究では、共進化における超臨界降着 AGN の寄与を多角的に調査するため、具体的テーマとして以下に述べる 3 つの研究課題を設定して研究を進めてきた。以下にその詳細を述べる。

2.1 多相星間ガスアウトフローの比較による AGN フィードバックの母銀河へ与える影響の解明

アウトフローの担い手となるガスは、高温プラズマ (X 線で観測)・電離ガス ([OIII] 輝線や H α 輝線等の可視光線で観測)・分子ガス (CO 輝線等のサブミリ波輝線で観測) などの多様なガス相で存在し、その物理機構は大きく異なる。そのため、AGN フィードバックの母銀河へ与える影響を議論する上では、多波長観測によって多様なガス相のアウトフローを探索して、それらを比較しながら同時に議論することが必要である。典型的な近傍の 2 型セイファート銀河とされる NGC1068 における電離ガス/分子ガスアウトフローの空間分解観測では、両者は空間的スケールが同等 (~ 400 pc) であるにも関わらず、その質量負荷率は電離ガスアウトフローに比べて分子ガスアウトフローの方が著しく大きいことがわかっている (Müller-Sánchez et al. 2011, García-Brillo et al. 2014)。この事実は、AGN フィードバックにおいて分子ガスアウトフローが大きく寄与することを示唆しているが、同一天体において電離ガス/分子ガスアウトフローの両方を空間分解して比較した先行研究は少なく、この結果の普遍性の調査や、より高い質量降着率をもつ天体でも同様の傾向がみられるのか等の調査は十分に行われていなかった。

そこで本研究では、狭輝線 1 型セイファート銀河 IRAS 04576+0912 に着目した。狭輝線 1 型セイファート銀河は、一般的な 1 型セイファート銀河に比べて SMBH 質量が小さく、高い質量降着率をもつ傾向にある。実際本天体は超臨界降着を示す AGN ($\lambda_{\text{Edd}} = 1.5$) をもつ。そして本天体は、Kyoto 3D II/すばる望遠鏡を用いた可視光面分光観測によっ

て、 ~ 100 pc スケールの高速 (~ 900 km/s) かつ高密度 (> 3000 /cc) な電離ガスアウトフローが空間分解されて観測されている (Kawaguchi et al. 2018)。さらに、本天体は青方偏移した [OIII] 輝線スペクトル (アウトフローの兆候となる) が示されている AGN としては最も近傍 ($z = 0.037$) にある天体であり、詳細な観測研究に適している。我々は本天体に対して、電離ガスアウトフローと同等の分解能 ($\sim 0''.4$) で CO(2-1) 輝線観測を行って分子ガスアウトフローを空間分解して検出する観測提案を ALMA Cycle6 において提出した。本観測によって、分子ガスアウトフローの空間的広がり、分子ガス質量、アウトフロー速度、質量負荷率を測定し、これらの物理量を電離ガスアウトフローと比較する。そして、AGN フィードバックにおいて電離ガスと分子ガスのどちらのアウトフローの寄与が大きいのか、アウトフローによって母銀河の星生成活動は抑制されるのか、それとも促進されるのか等を議論する予定である。

2.2 初期宇宙の銀河進化・SMBH 進化における超臨界降着現象の寄与の解明

近年の様々な大規模サーベイによって 120 以上ものクエーサーが $z > 5.6$ の高赤方偏移領域で発見されており、さらに、ALMA や PdBI/NOEMA 等のミリ波/サブミリ波干渉計を用いた観測によって、このような高赤方偏移クエーサーの多くがダストに覆われた激しい星生成活動を伴っていることがわかってきた (e.g., Walter et al. 2009; Wang et al. 2013, 2016; Willot et al. 2015)。また、高赤方偏移クエーサーは近傍のクエーサーに比べて理論限界に近いような高い質量降着率をもつ傾向にある (De Rosa et al. 2014)。これらの事実は、高赤方偏移領域の超臨界降着クエーサーが、SMBH とその母銀河が共に急速に成長している、両者にとって極めて重要な進化段階にあることを示唆している。 $z > 5$ の高赤方偏移クエーサーに対する ALMA を用いた [CII] 輝線の観測によって、高赤方偏移クエーサーの SMBH 質量と母銀河の力学的質量との比例関係は、近傍銀河における両者の比例関係と比べて 3-4 ファクターほど SMBH 質量が大きいことが報告されている (Venemans et al. 2016)。この結果は、高赤方偏移領域ではブラッ

クホールの方が急速に成長することを示唆している。しかし、高赤方偏移領域における銀河と SMBH の進化関係を検証するには高赤方偏移クエーサーのデータ数は未だ少ない上に、超臨界降着を示す高赤方偏移クエーサーの [CII] 輝線の観測例はほとんどない。

そこで本研究では、 $\lambda_{\text{Edd}} = 3.1$ と Eddington 比の理論限界値 ($=1$) を大きく上回って急速に成長する SMBH をもち、最遠方 radio-loud クエーサーのひとつ ($z=5.18$) である J0131-0321 に対する [CII] 輝線の観測提案を ALMA Cycle6 において提出した。本天体のボロメトリック光度は $2.9 \times 10^{14} L_{\odot}$ と極めて明るく (Yi et al. 2014)、詳細な観測研究が可能である。本観測によって、[CII] 輝線の光度から母銀河の星生成率を、[CII] 輝線の速度場から力学的質量をそれぞれ推定する。そして、前者は SMBH の質量降着率と、後者は SMBH 質量と比較することにより、初期宇宙において、急成長する SMBH は急成長する母銀河に存在しているのか、また、近傍宇宙で確認されているような銀河質量と SMBH 質量の間の相関関係はみられるのかを検証する予定である。

2.3 多天体サンプルを用いた超臨界降着 AGN の統計的議論

超臨界降着 AGN の分子ガスの物理的性質を理解するためには、上述したようなユニークな天体のケーススタディだけでなく、多天体サンプルを用いた統計的な議論を行う必要がある。そこで本研究では、可視光線・近赤外線帯の分光データを有する Swift/BAT AGN 分光サーベイカタログ (Koss et al. 2017, 図 1) から、超臨界降着を示し (i.e., $\lambda_{\text{Edd}} > 1$)、かつ、今後高分解能観測による詳細な探索を行うことを考慮して $z < 0.1$ の比較的近傍の計 21 天体を選び出し、超臨界降着 AGN の多天体サンプルを構築した。上述した超臨界降着 AGN に対する二つのケーススタディで得られた示唆を、この多天体サンプルを用いて統計的に検証する。さらに、より低い降着率の AGN と比較して超臨界降着 AGN ではアウトフローが駆動されやすいことが期待されるが、実際にそのような傾向がみられるのか、多天体サンプルのアウトフロー検出率をもって検証する予定である。

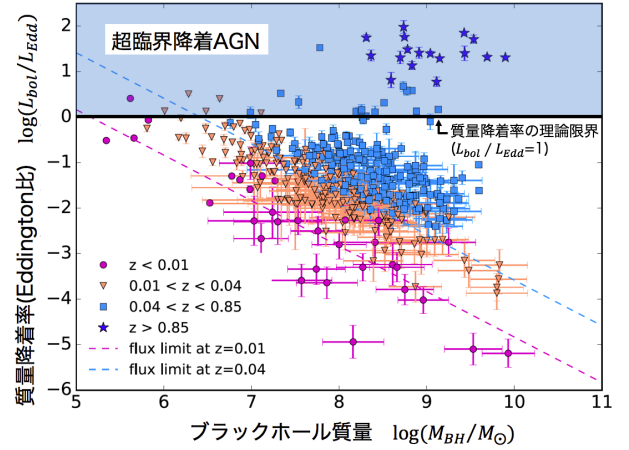


図 1: Swift/BAT 分光 AGN サンプルにおけるブラックホール質量と質量降着率 (Koss et al. 2017)。図中の黒線は質量降着率の理論限界値 ($L_{\text{bol}}/L_{\text{Edd}} = 1$) を示しており、シェード部分に位置する天体が超臨界降着 AGN である。

この多天体サンプルのうち、まず 7 天体については野辺山 45m 望遠鏡を用いた観測を実施し、うち 5 天体で CO(1-0) 輝線の初検出に成功した。検出された各天体の CO(1-0) 輝線スペクトルを図 2 に示す。そして、CO-to-H₂ conversion factor として $\alpha_{\text{CO}} = 0.8 M_{\odot} (\text{K km s}^{-1} \text{pc}^2)^{-1}$ (近傍の ULIRG において一般的な値) を仮定して、今回検出された CO(1-0) 輝線の光度から母銀河の分子ガス質量を推定した (表 1)。CO(1-0) 輝線の光度を用いることによって、より高い回転遷移の CO 輝線を用いた場合と比較して不定性の小さい分子ガス質量推定ができる。また、本観測で取得されたスペクトルを確認すると、IC 0486 と NGC 5995 において、CO(1-0) 輝線の観測周波数が、[OIII] 輝線による赤方偏移から推定された観測周波数よりも低周波数側に、速度としては $\sim 200 \text{ km/s}$ 程度オフセットしていることがわかった。これは [OIII] 輝線の青方偏移を表していると考えられ、電離ガスアウトフローの存在を示唆していると考えられる。

3 Summary

超臨界降着 AGN は、銀河と SMBH の間の共進化関係を解き明かす上で非常に重要なターゲットである。本研究では、超臨界降着 AGN の分子ガスに着目し、その物理的性質を詳細に調査するため、上述した

表 1: 野辺山 45m 望遠鏡の観測によって検出された CO(1-0) 輝線光度と、その光度から推定された各天体の母銀河の分子ガス質量

Source	z	$L'_{\text{CO}(1-0)}$ (Kkm/spc ²)	$M(\text{H}_2)$ ($M_\odot$)
IC 0486	0.0266	4.16×10^8	3.33×10^8
NGC 5995	0.0244	4.59×10^8	3.68×10^8
2MASX J0759+2323	0.0289	6.37×10^8	5.09×10^8
2MASX J1511-2119	0.0445	1.97×10^9	1.58×10^9
KUG 1238+278A	0.0565	3.38×10^9	2.71×10^9

3 つの研究課題に対してサンプル構築および ALMA Cycle6 への観測提案を行なった。さらに、野辺山 45m 望遠鏡での CO(1-0) 輝線観測によって、サンプルに不足していた CO 輝線測光値を取得し、母銀河の分子ガス質量の推定を行なった。今後 ALMA を用いたさらなる高感度・高分解能の観測を行うことによって、これまで観測的研究が十分に及んでいなかった超臨界降着 AGN を詳細に調査し、共進化の理解において重要な観測結果が得られることが期待される。

Reference

De Rosa, G., et al. 2014, ApJ, 790, 145

García-Brillo et al. 2014, A&A, 567, A125

Izumi, T. 2018b, PASJ, 70, L2

Kawaguchi, T., et al. 2004, A&A, 420, L23

Kawaguchi, T., et al. 2018, submitted to PASJ

Kormendy & Ho 2013, ARA&A, 51, 511

Koss, M., et al. 2017, ApJ, 850, 74

Müller-Sánchez et al. 2011, ApJ, 739, 69

Venemans, B. P., et al. 2016, ApJ, 816, 37

Walter, F., et al. 2009, Nature, 457, 699

Wang, R., et al. 2013, ApJ, 773, 44

Wang, R., et al. 2016, ApJ, 830, 53

Willot, C. J., et al. 2015, ApJ, 801, 123

Yi, W.-M., et al. 2014, ApJ, 795, L29

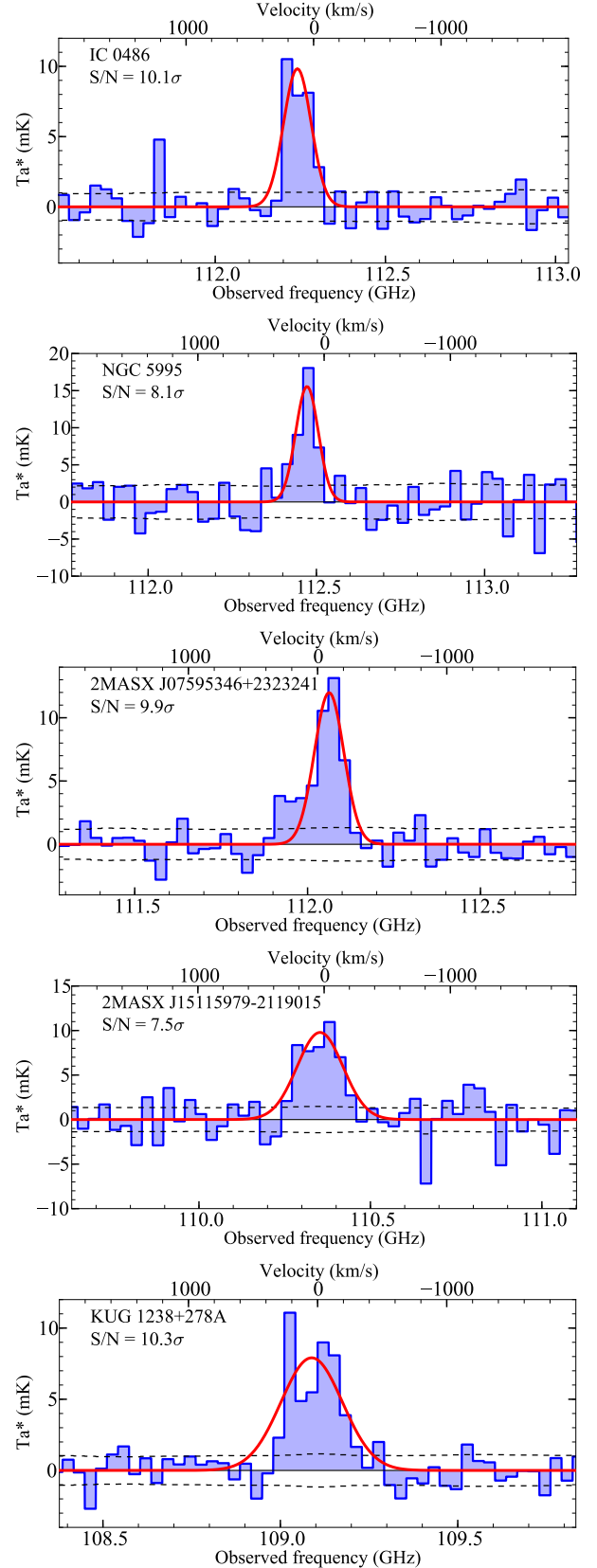


図 2: 超臨界降着 AGN 多天体サンプルのうち 5 天体において、野辺山 45m 望遠鏡での観測によって検出された CO(1-0) 輝線スペクトル。点線はノイズレベル、赤線はガウシアンによるフィッティング結果を示している。

a26

ダスト・ガス間の速度差を考慮した巨大ブラックホールへの質量降着

一色 翔平 (北海道大学大学院 宇宙物理学研究室)

Abstract

本研究では、大小 2 サイズのダストとガスの三流体を考慮した一次元輻射流体計算 (Ishiki et al. 2018) を用いることで、ダストとガス間の速度差を考慮したことによる、ブラックホール (BH) への質量降着に与える影響やダスト赤外線放射による spectral energy distribution (SED) を調べた。この時、ダストとガスの間の速度差を得るため、ダストとガスの衝突による抗力に加え、ダストチャージによる抗力の影響も考慮した。用いた初期条件は、ガスの数密度は $n_H = 10, 30, 100 \text{ cm}^{-3}$ で、BH の質量は $10^5 M_\odot$ である。

数値シミュレーションの結果、強い輻射圧によってダストの流れはせき止められ、BH 周辺の電離領域中のダスト・ガス質量比が初期条件の値から変化することが判明した。加えて、多くの初期条件において、BH への降着質量の時間平均値は、ダストガス間の速度差を考慮したものについては、しなかったものと比較して、大きくなることが判明した。

また、SED については、BH 近傍から 10^3 K の高温のダストを取り除いたために、波長 10 micron での SED の値が、速度差を考慮して得たダスト・ガス質量密度の空間分布を用いた場合は、初期条件のダスト・ガス質量密度を用いた場合と比較して、一桁程度小さくなることが判明した。

1 Introduction

ブラックホールへのガス降着に関する研究は、観測で発見された宇宙年齢が 1 Gyr に満たない領域での $10^9 M_\odot$ を超す大質量ブラックホール形成や (Mortlock et al. 2011), ブラックホールとバルジ質量の間の強い相関 (Kormendy J. & Ho L. C. 2013) を解明をする上で必要不可欠である。

そうした中、 $z \sim 6$ で巨大ブラックホール周囲にダストが存在することが観測から判明した (Maiolino et al. 2004)。ダストは紫外線を効率よく吸収するために、その存在はガスのブラックホールへの降着メカニズムに大きな影響を与える。例えば、Yajima et al. (2017) はダストに加わる輻射圧によって、ダストがガスと強く相互作用することでガスのブラックホールへの降着が抑制することを示した。

ただ、上記の研究ではダストとガスの速度差を 0 と仮定し、互いに強くカップルしていると考えている。故に、本研究ではダストとガスの速度差を考慮することで、速度差はブラックホールへのガス・ダストの降着に対してどのような影響を及ぼすのかの研究を行った。

2 Methods

初期設定は中心に $10^5 M_\odot$ のブラックホールをおき、その周囲にガス・ダストを密度一定で球対称に分布させ、球対称一次元輻射流体方程式を解いた。ダストとガスの質量密度比は、メタル Z に対して、 $\rho_{\text{dust}}/\rho_{\text{gas}} = 0.006(Z/Z_\odot)$ と設定している。数値計算のコードは Ishiki et al. (2018) と、流体計算のダスト・ガス再放射の取り扱い方等の細かい部分を除き、同様である。ここでは、その手法を簡単に書く。

輻射流体方程式を各タイムステップについて、以下の手順で計算している：

1. 流体方程式の計算
2. 輻射輸送と他の関連プロセスの計算
 - (a) 定常輻射輸送方程式の計算
 - (b) 化学反応計算
 - (c) 輻射によるガスの heating と cooling の計算
 - (d) ダスト粒子のチャージの計算

2.1 流体方程式の計算

ガスと二サイズ分布 (半径 $0.1, 0.01 \text{ micron}$) で近似したダストの三流体方程式を解いた。ダストとガス

の速度差については、ダストとガス間の抗力 Draine & Salpeter (1979) を用いることにより得た。

2.2 輻射輸送と他の関連プロセスの計算

輻射輸送方程式は、ガスの温度や光から受け取る運動量を知るために必要な輻射強度を求める方程式である。ダスト再放射を計算する必要のある SED の導出については、今回は球対称な場合を考えるので、impact parameter method (Mihalas D. & Mihalas B. W. 1984) を使う事で、ダストからの再放射の計算量を削減した。ただし、再放射を扱う計算はこうした手法を用いても無視できない計算量の増加を招くので、ダスト再放射による SED 導出は輻射流体計算を終了した後に行い、輻射流体計算時にはダストからの再放射の影響は無視した。

H, He の吸収断面積は Osterbrock D. E. & Ferland G. J. (2006) を参照し、ダストの吸収断面積は Draine B.T. & Lee H. K. (1984) と Laor A. & Draine B.T. (1993) を参照した。また、H, He それぞれの質量比は太陽系比を採用した。

ガスの温度や輻射の吸収量を知る上で重要となる H, He の電離度は、光電離、衝突電離 (Abel T. et al. 1997; Janev R. K. et al. 1987), 再結合率 (Aldrovandi S. M. V. & Pequignot D. 1973; Hummer D.G. 1994; Hummer D.G. & Storey P. J. 1998) の影響を含めた計算によって決定した。

ガスの圧力による駆動を決める上で重要になる H, He の温度は、heating としては光電離の影響、cooling としては衝突励起 (Cen R. 1992), 衝突電離 (Cen R. 1992), 再結合 (Cen R. 1992; Hummer D.G. 1994; Hummer D.G. & Storey P. J. 1998), 制動放射 (Hummer D.G. 1994), そしてコンプトン効果 (Ikeuchi S. & Ostriker J. P. 1986) の影響を含めた計算により決定する。metal による cooling は考慮していない。

ダストチャージは Weingartner & Draine (2001); Weingartner et al. (2006) を使い評価した。

SED を求める上で重要なダストの温度は、(ダストが光吸収したエネルギー + ダストにガスが衝突することで得たエネルギー) = (放射したエネルギー) となる時の温度とした。

3 Results

3.1 降着率の時間平均

図 1 には、初期条件が $n_H = 10, 30, 100 \text{ cm}^{-3}$, $Z = 1, 0.1 Z_{\odot}$ の場合での、ダストとガス間の速度差を考慮した場合と考慮していない場合の降着率の時間平均を取った結果を載せている。縦軸は、降着率の時間平均を Eddington luminosity で割ったもの、横軸は初期条件のガスの数密度を表している (また、無限遠でのガスの数密度)。赤の実線、及び赤丸はダストとガスの速度差を考慮した (3f=3 fluid=1gas-2dust fluid) の計算結果である。黒の点線、及び黒色のダイヤモンドはダストとガスの速度差を考慮していない (1f=1 fluid) の計算結果である。左図は $\eta = 0.3$ の場合、右図は $\eta = 0.1$ の場合である。上図は $Z = 1.0 Z_{\odot}$ の場合、下図は $Z = 0.1 Z_{\odot}$ の場合である。メッシュ数は 128 で統一している。

$n_H = 30, 100 \text{ cm}^{-3}$, $Z = 0.1 Z_{\odot}$, $\eta = 0.1$ を除いたケースで、ダストとガスの速度差を考慮した場合には BH の光度が大きくなっていることを計算結果は表す。

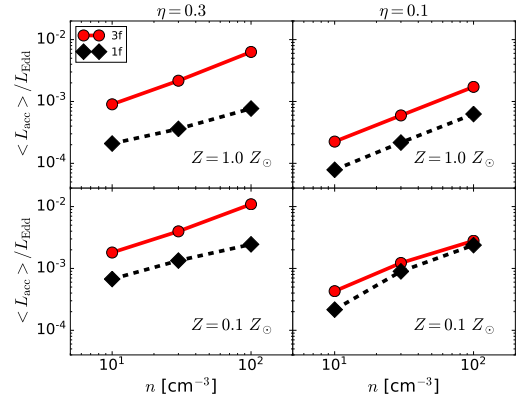


図 1: 横軸は初期条件のガスの数密度、縦軸は降着率の時間平均を Eddington luminosity で割ったものである。赤の実線、及び赤丸はダストとガスの速度差を考慮した (3f=3 fluid=1gas-2dust fluid) の計算結果である。黒の点線、及び黒色のダイヤモンドはダストとガスの速度差を考慮していない (1f=1 fluid) の計算結果である。左図は $\eta = 0.3$ の場合、右図は $\eta = 0.1$ の場合である。上図は $Z_{\odot} = 0.1$ の場合、下図は $Z_{\odot} = 0.3$ の場合である。

3.2 ガス・ダストの空間分布

ダスト・ガス間の速度差を考慮した場合、していないで、それぞれの初期条件を用いた場合の、ガス・ダストの空間分布の時間平均を表すグラフを図 2 に載せた。($t = 3$ から 10 Myr の時間平均である。) 計算結果から、広い範囲で初期条件のダスト・ガス質量比より、ダスト・ガス質量比の時間平均値のほうが小さくなっていることがわかる。

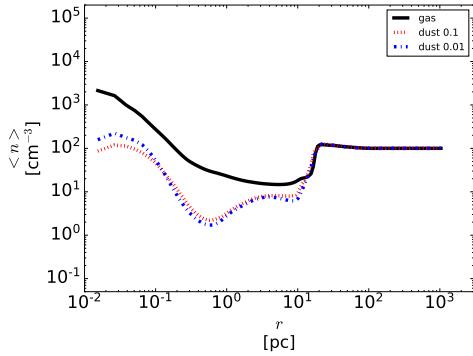


図 2: この計算結果は、ダストとガスの間の速度差を考慮した場合で初期条件の数密度が $n_H = 100 \text{ [cm}^{-3}\text{]}$, $Z = 1.0 Z_\odot$ で $\eta = 0.3$ である。横軸はブラックホールからの距離である。縦軸は数密度の時間平均である。黒の実線はガスの計算結果、赤の破線は 0.1 micron のダストの計算結果、青の点線は 0.01 micron のダストの計算結果である。ダストの数密度については、ガスの数密度に規格化し、ガスの数密度と重なっていれば、初期条件のダスト・ガス質量比であることを示す。

3.3 ダスト赤外線再放射による SED

図 3 に SED を載せた。図 3 は $n_H = 100 \text{ [cm}^{-3}\text{]}$, $Z = 1.0 Z_\odot$, $\eta = 0.3$ の速度差を考慮した場合である。また、 $t = 2$ Myr から 10 Myr まで 0.5 Myr ごとにダスト赤外線放射の spectral energy distribution (SED) を描いている。赤の実線は、ダストとガスの速度差を考慮した場合の計算結果の SED である。黒の点線は、ダストとガスの速度差を考慮した計算結果について、ダスト・ガスを初期条件の質量比に焼き直した場合の SED である。SED からわかる結果は 10^3 K 程度に対応する ($\lambda \sim 10 \text{ micron}$) SED の値が一桁程度少なくなっていることがわかる。

また、それぞれの SED の時のダスト温度の分布とガス・ダストの分布の計算結果を図 4 に載せた。上のグラフの黒の実線は、ガスの数密度で、残りはダス

トの数密度をガスの数密度に規格化している。赤は 0.1, 青は 0.01 micron に対応している。下の図の、赤と青の実線は、ガスとガスの速度差を考慮した場合の、計算結果から得られるダスト・ガス質量比を用いた場合のダスト温度である。黒と緑の点線は、ダストとガスの速度差を考慮した計算結果について、ガスの質量密度は同一のまま、ダスト質量密度について、ダスト・ガスを初期条件の質量比となるようにして輻射輸送をした場合のダスト温度である。赤と黒は 0.1 micron, 青と緑は 0.01 micron のダスト温度に対応する。ブラックホール近傍の 10^3 K に対応するダストの数密度が非常に小さくなっていることがわかる。

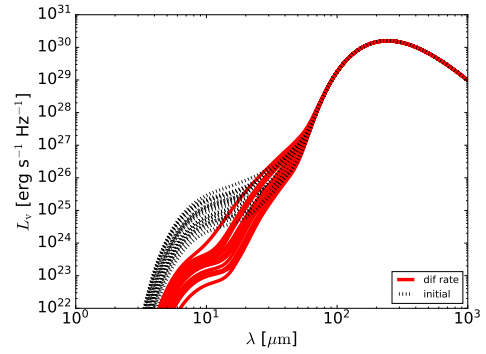


図 3: これは、初期条件が $n_H = 100 \text{ [cm}^{-3}\text{]}$, $Z = 1.0 Z_\odot$, $\eta = 0.3$, $t = 2$ Myr から 10 Myr まで 0.5 Myr ごとにダスト赤外線放射の spectral energy distribution (SED) を描いた結果である。赤の実線は、ガスとガスの速度差を考慮した場合の、計算結果から得られるダスト・ガス質量比を用いた場合の SED である。黒の破線はガスとガスの速度差を考慮した場合の、初期条件のダスト・ガス質量比を用いた場合の SED である。

4 Discussion & Conclusion

本研究では、大小 2 サイズのダストとガスの三流体を考慮した一次元輻射流体計算により、ダストとガス間の速度差を考慮したことによる、巨大ブラックホールへの質量降着に与える影響やダスト赤外線放射による spectral energy distribution (SED) を調べた。この結果、以下のことが判明した:

1. 速度差を考慮することで降着率の時間平均が増すこと。

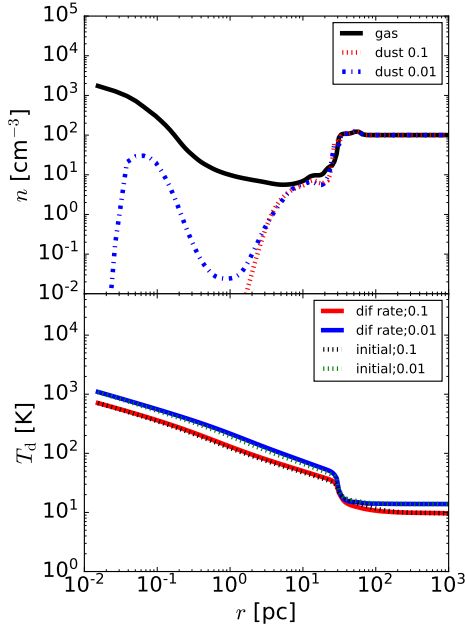


図 4: この計算結果は、初期条件が $n_{\text{H}} = 100 \text{ [cm}^{-3}\text{]}$, $Z = 1.0 Z_{\odot}$, $\eta = 0.3$, $t = 5.0 \text{ Myr}$ の場合である。上のグラフについては、数密度を表し、下のグラフはダストの温度である。上のグラフの黒の実線はガスの数密度で、残りはダストの数密度をガスの数密度に規格化した値を表す。赤は 0.1, 青は 0.01 micron に対応している。下のグラフの赤、青の実線は、ガスとダストの速度差を考慮した場合の、計算結果から得られるダスト・ガス質量比を用いた場合のダスト温度である。黒と緑の点線は、ダストとガスの速度差を考慮した計算結果について、ガスの質量密度は同一のまま、ダスト質量密度をダスト・ガスを初期条件の質量比となるようにして得たダスト温度である。赤と黒は 0.1 micron, 青と緑は 0.01 micron のダスト温度に対応する。

2. 多くのパラメータでブラックホール近傍からダストが飛ばされ、初期条件と比較して、ダスト・ガス質量比が減ること。
3. 波長 10 micron での SED の値が、速度差を考慮して得たダスト・ガス質量密度の空間分布を用いた場合は、初期条件のダスト・ガス質量密度を用いた場合と比較して、一桁程度小さくなる。

1 については、2 から判断して、輻射圧によってブラックホール周囲の電離領域よりダストを飛ばすことで、ダストを介してガスの降着をおさえていた輻射圧の影響が弱まることで、降着率の時間平均が大きくなったと考えられる。

3 については、同様にブラックホール周辺に存在した 10^3 K のダストが輻射圧の影響で飛ばされたため

に、10 micron での SED の値が小さくなったと考えられる。これは、ブラックホール周辺のダスト・ガス質量比について、ブラックホールから離れた領域のダスト・ガス比を仮定すると SED を過大評価してしまう可能性があることがわかる。

Reference

- Abel T., Anninos P., Zhang Y., & Norman M. L. 1997, *New Astron.*, 2, 181
- Aldrovandi S. M. V., & Pequignot D. 1973, *A&A*, 25, 137
- Cen R. 1992, *ApJS*, 78, 341
- Draine B.T., & Lee H. K. 1984, *Astrophys.J.*, 598, 1026
- Draine, B. T., & Salpeter, E. E. 1979, *apj*, 231, 77
- Hummer D. G. 1994, *MNRAS*, 268, 109
- Hummer D. G., & Storey P. J. 1998, *MNRAS*, 297, 1073
- Ikeuchi S., & Ostriker J. P. 1986, *ApJ*, 301, 522
- Ishiki S., Okamoto T., Inoue A. K., 2018, *MNRAS*, 474, 1935
- Janev R. K., Langer W. D., & Evans K. 1987, in Janev R. K., Langer W. D., Evans K., eds, *Elementary Processes in Hydrogen-Helium Plasmas - Cross-sections and Reaction Rate Coefficients*. Springer-Verlag, Berlin
- Kormendy, J., & Ho, L. C. 2013, *ARA&A*, 51, 511
- Laor A., & Draine B.T. 1993, *Astrophys.J.*, 402, 441
- Maiolino, R., Schneider, R., Oliva, E., et al. 2004, *Natur*, 431, 533
- Mortlock, D. J., Warren, S. J., Venemans, B. P., et al. 2011, *Natur*, 474, 616
- Mihalas D. & Mihalas B. W. 1984, in Mihalas D. & Mihalas B. W., eds, *Foundations of Radiation Hydrodynamics*. Oxford University Press, NewYork
- Osterbrock D. E., & Ferland G. J. 2006, in Osterbrock D. E., Ferland G. J., eds, *Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei*, 2nd edn. University Science Books, Mill Valley, CA
- Weingartner, J. C., & Draine, B. T. 2001, *apjs*, 134, 263
- Weingartner, J. C., Draine, B. T., & Barr, D. K. 2006, *apj*, 645, 1188
- Yajima H., Ricotti M., Park K., Sugimura K., 2017, *ApJ*, 846, 3

$\text{Ly}\alpha$ 輝線天体における活動銀河核の寄与

曾我 健太 (筑波大学大学院 数理物質科学研究科)

Abstract

$\text{Ly}\alpha$ 輝線天体 (LAE) は水素原子の $\text{Ly}\alpha$ 輝線で輝く高赤方偏移天体で、銀河形成初期の若い銀河である。活動銀河核 (AGN) は銀河中心領域に存在する非常に明るい天体で、この活発な活動性は中心に存在するブラックホールに由来すると考えられている。また、超巨大ブラックホールの質量と銀河のバルジ質量には強い相関があることが知られており、これは銀河とブラックホールの共進化を示唆する。しかし、どのような過程で共進化してきたかは明らかでない。そこで、銀河形成初期の若い銀河である LAE に AGN の存在を裏付けることができれば、AGN および巨大ブラックホールの形成過程や形成時期に関する手がかりが得られると考えられる。本研究では AGN が銀河中のガスの電離状態にどのような影響を与えるかを輻射輸送を解くことで評価した。シミュレーションでは、輻射源が星のみの場合と星と AGN の両方が存在する場合の 2 つのモデルを仮定し、ガスの電離度と $\text{Ly}\alpha$ の放射率を両モデルで比較した。本研究で電離度と $\text{Ly}\alpha$ の放射率は AGN に影響されることがわかった。また、AGN は H_2 分子を減少させるため、冷却が効きづらくなり星形成が抑制されるという結果が得られた。以上より、初期銀河における AGN の影響は大きいと考えられる。

1 Introduction

銀河の中心には超大質量ブラックホール (SMBH) が存在し、SMBH の質量と銀河のバルジの質量には強い相関があることが知られている (Marconi & Hunt 2003)。これはブラックホールと銀河の共進化を示唆するが、どのような物理過程によって共進化をしてきたのかは明らかになっていない。

観測的には赤方偏移 $z = 7.085$ ですでにクエーサー ($\sim 10^9 M_\odot$) が見つかっているため (Mortlock et al. 2011)、この時代には SMBH は存在しなければならない。SMBH の起源についてはダイレクトコラプスや合体と質量降着による成長などのシナリオが提案されているが、どのような形成過程を経たかは明らかになっていない。いずれにしても高赤方偏移で SMBH が存在するからには、それ以前にはさらに軽い質量のブラックホールが存在するはずである。しかし、クエーサーほど明るい天体ならば高赤方偏移での観測が可能だが、暗い活動銀河核 (AGN) は母銀河のスペクトルに埋もれてしまうため観測が難しく、高赤方偏移での $\text{Ly}\alpha$ 輝線天体 (LAE) 中に AGN が存在するという決定的証拠は未だ見つからない。

一方で、低赤方偏移では LAE 中に AGN の存在を示唆する観測結果が存在する。Konno et al (2016) は

$z = 2.2$ の LAE の観測から $\text{Ly}\alpha$ の光度関数を求め、その光度の明るい側での形が Schechter 関数からずれており、これは AGN の寄与であると結論づけた。また、Ouchi et al (2008) によると $z = 3.1, 3.7$ の測光観測から選んだ LAE のサンプルの約 1% が AGN を持ち、 $\log L(\text{Ly}\alpha) > 43.4\text{--}43.6 \text{ erg s}^{-1}$ を持つような明るい LAE は必ず AGN を含んでいる。

これらの観測から、低赤方偏移の一部の LAE は AGN を含んでいる、あるいは観測で見えていないだけで LAE は普遍的に AGN を含んでいる可能性がある。そうであるならば、これらの LAE はいつ AGN を獲得し、どのように現在観測されている姿にまで共に進化してきたのかが問題になる。

この問題に迫るために、銀河形成初期の天体である LAE 中に観測では見つけないのが困難な暗い AGN が存在した場合に、LAE はどのような影響を受けるかを理論的に予測することは重要である。観測との比較には $\text{Ly}\alpha$ 光子の輻射輸送を解いて $\text{Ly}\alpha$ 光度を求める必要がある。しかし、 $\text{Ly}\alpha$ 光子の放射率はガスの電離構造に強く影響を受けるため、まずは銀河の電離構造を知る必要がある。星と AGN ではスペクトルが違い AGN のほうがより高エネルギーの光子を放出するため銀河の電離構造に影響を与える。そこ

で本研究では AGN が銀河のガスの電離構造や温度、化学進化などにどのような影響を及ぼすかを調べるために、LAE 中に AGN の存在を仮定して電離光子の輻射輸送を解いた。そして、AGN が存在せず輻射源が星のみの場合と結果を比較した。

2 Method

2.1 コードについて

本研究では AGN の影響を評価するために流体の運動と電離光子の輻射輸送を解いた。シミュレーションには SPH 法と輻射輸送をカップリングさせた START コード (Hasegawa & Umemura 2010) を使用した。

シミュレーションでは非平衡化学進化を解いた。含まれている化学種は e^- , H^+ , H , H^- , H_2 , H_2^+ の 6 種類である。これらの初期の存在比は Galli & Palla (1998) によって得られた宇宙再電離前の値を用いた。

輻射輸送計算では、電子が水素の基底状態へ再結合する際に放射される電離光子が局所的にその場で吸収されるという近似 (on the spot 近似) を用いて輻射輸送方程式を解いた。この近似を使うと輻射強度 I_ν は $I_\nu(\tau_\nu) = I_\nu(0) \exp(-\tau_\nu)$ となる (τ_ν : 光学的厚み, $I_\nu(0)$: 光源での輻射強度)。各 SPH 粒子間の光学的厚みや光電離率, 光加熱率, 水素分子の光解離率は Susa (2006) と同様の手法で求めた。なお, 水素分子の光解離率の計算には Draine & Bertoldi (1996) の自己遮蔽関数が用いられている。

2.2 シミュレーションの設定

シミュレーションでは輻射源が星のみの場合と星と AGN の両方を含む場合の 2 つのモデルを設定し、流体と輻射を解いた。輻射源以外の設定は両モデルで共通であり以下で計算領域や銀河の初期条件をどのように決めたかを説明する。

LAE のモデルとしてバリオンとダークマターの質量をそれぞれ, $M_{\text{baryon}} = 10^9 M_\odot$, $M_{\text{DM}} = 10^{10} M_\odot$ とした。計算領域は球状とし、その半径は密度ゆらぎを球対称で扱ったときの最大膨張半径とした。このとき最大膨張時の赤方偏移 z_{max} は $z_{\text{max}} = 10$ とした。初期の温度は一様で $T = 100\text{K}$ とした。そして、

計算領域内にランダムガウシアン密度ゆらぎに従うような密度の非一様性を生成した。この密度ゆらぎの具体的生成方法は Braun et al. (1988) と同様の手法を用いた。また各粒子の速度はゼルドビッチ近似を用いて与えた。

2.3 星形成

星形成は Abe et al. (2016) の手法を参考に以下のようにした。まず、各タイムステップごとに温度 T と H_2 分子の fraction y_{H_2} に関する以下の 2 つの条件を満たす SPH 粒子を探す; (i) $T < 5000\text{ K}$, (ii) $y_{H_2} > 5 \times 10^{-4}$ 。星形成が起こるタイムスケールがおおよそ自由落下時間 $t_{\text{ff}} = \sqrt{3\pi/32G\rho_{\text{gas}}}$ (G : 重力定数, ρ_{gas} : 局所的なガス密度) として、星形成率は $d\rho_*/dt = c_*\rho_{\text{gas}}/t_{\text{ff}}$ で表される。したがって、時刻 Δt の間に質量が $m_{\text{SPH}} = m_{\text{gas}}$ の SPH 粒子を質量 $m_* = \alpha \times m_{\text{gass}}$ の星に変換する際の確率を p_* とすると p_* は

$$p_* = \frac{1}{\alpha_*} \left(1 - \exp \left[-c_* \frac{\Delta t}{t_{\text{ff}}} \right] \right) \quad (1)$$

である。ここで c_* は星形成率を調整するパラメータである。このように星形成の条件を満たした SPH 粒子を確率 p_* で星に変換した。Susa & Umemura (2004) によると星形成率は本質的に自己遮蔽によって決まるため c_* には依らない。そのため、 $c_* = 1.0$ に設定した。形成される星は pop III を想定し質量、半径、有効温度はそれぞれ $M = 120M_\odot$, $R = 4.6R_\odot$, $T_{\text{eff}} = 10^5\text{ K}$ (Baraffe et al 2001) とした。また、輻射輸送計算では星からの輻射強度は黒体輻射で近似した。

2.4 AGN の形成条件

輻射源として星だけでなく AGN を含むモデルでは星形成に加えて、以下の条件を満たす SPH 粒子とその近傍粒子の質量の一部を AGN の中心に存在するブラックホールの質量に変換した。AGN の形成条件は SPH 粒子の数密度 n と電離度 X について以下の 2 つの条件を課した; (i) $n_{\text{SPH}} > 10\text{ cm}^{-3}$, (ii) 電離度 $X > 0.95$ 。1 つ目の条件は、AGN はブラック

ホールの周りに存在する降着円盤にガスが降着することで輝いているため AGN が存在する場所は高密度であるということ, 2 つ目の条件は大質量ブラックホールの起源としてダイレクトコラプスを想定したとき, 大質量ブラックホールができる場所は H_2 分子の冷却を抑制できるほど放射が効いているような場所であるということ想定して設定をした. 今回の計算では AGN の数は 1 つした.

形成されたブラックホールの質量は $M = 10^4 M_\odot$ とし, AGN の光度は $L = \lambda L_{\text{Edd}}$ を仮定した. ここで L_{Edd} はエディントン光度, λ はパラメータで $\lambda = 0.1$ に設定した. 質量降着率は $\dot{M} = \lambda \dot{M}_{\text{Edd}}$ を仮定した. $\dot{M}_{\text{Edd}}$ はエディントン降着率で $\dot{M}_{\text{Edd}} = L_{\text{Edd}}/(\eta c^2)$ と表される. η は $\eta = 0.1$ にとした. AGN の放射強度は $I_\nu = I_0 (\nu/\nu_L)^{-\alpha}$ のべき乗型で表されるとし, $\alpha = 1$ とした (ν_L : ライマン端での振動数).

3 Result

放射源が星のみの場合 (モデル 1) と星と AGN の両方を含む場合 (モデル 2) で H_{II} と H_2 の fraction および温度を比較したところ図 1 のようになった. 今回の設定では AGN は電離している領域に形成されるとしたため, H_{II} の fraction に大きな変化は見られないが, あまり電離していないかった $x = -2$ kpc の電離度を上昇させていた. 一方, H_2 に対しては AGN の影響は大きく, AGN は H_2 の fraction を大幅に減少させた. 星形成条件の 1 つである $y_{H_2} > 5 \times 10^{-4}$ を越えるような fraction の部分を減少させるため, AGN は星形成に関しても影響を与えていた. 実際, モデル 1 はモデル 2 において AGN が形成された時刻以降も星形成が起こるのに対して, モデル 2 は星形成が起きなかった. また, モデル 2 はモデル 1 に比べて温度が上昇した. これは AGN からの光加熱と H_2 の減少によって冷却が抑制された 2 つの寄与が影響していると考えられる.

次に $Ly\alpha$ 光子の放射率を比較したところ図 2 のようになった. $t = 2.5$ Myr までは AGN によって電離された場所は再結合による $Ly\alpha$ 光子が増加し, 温度が上昇した場所は衝突脱励起による $Ly\alpha$ 光子の放射率が増加した. 一方で $t = 8.5$ Myr のときの合計

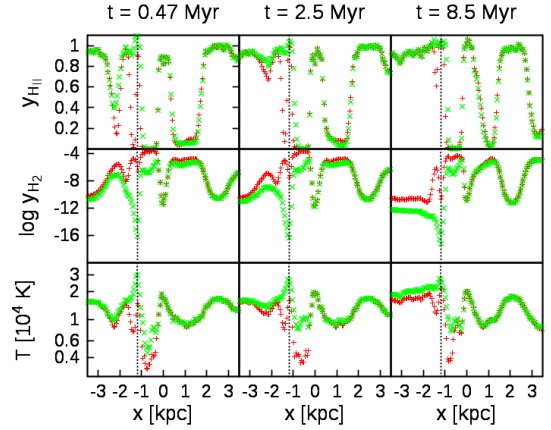


図 1: AGN を含む直線上での各物理量の変化図. 原点は計算領域の中心とした. 赤線が星のみ (モデル 1), 緑線が星と AGN を含む場合 (モデル 2) を表し, 黒の点線は AGN の位置を示している. 1 行目が H_{II} の fraction, 2 行目が H_2 の fraction, 3 行目が温度を表す. 各列で時間が共通で, AGN が形成された時刻を 0 とした.

の $Ly\alpha$ 光度を見てみると, モデル間の差がほとんど見られない. これはモデル 1 では星形成が進み, 形成された星が AGN と同じような影響を与えたと考えられる.

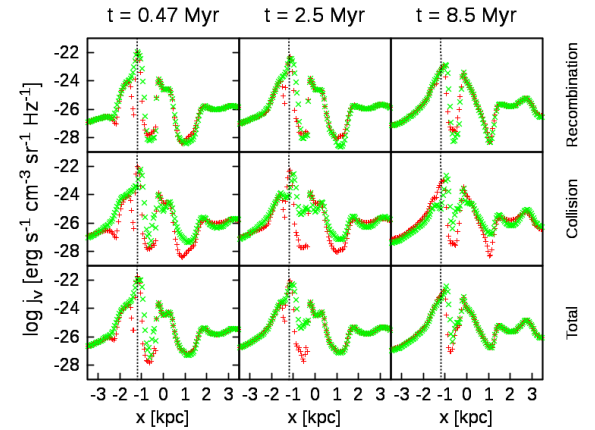


図 2: 図 1 と同様. 但し, 各行は上から順に再結合による $Ly\alpha$ の放射率, 衝突脱励起による $Ly\alpha$ の放射率, 合計の $Ly\alpha$ 放射率を表す.

最後に銀河全体で $Ly\alpha$ 光子の放射率がモデルでど

のように変化したかを比較するため、ある放射率を持つ SPH 粒子の割合のヒストグラムを描いたところ図 3 のようになった。 $t = 2.5$ Myr まではモデル 2 のほうが $\text{Ly}\alpha$ の放射率が高い粒子の割合が多い。一方で、 $t = 8.5$ Myr ではこの傾向が逆転する。これは AGN を含む場合は星形成が抑制されることによる影響であると考えられる。

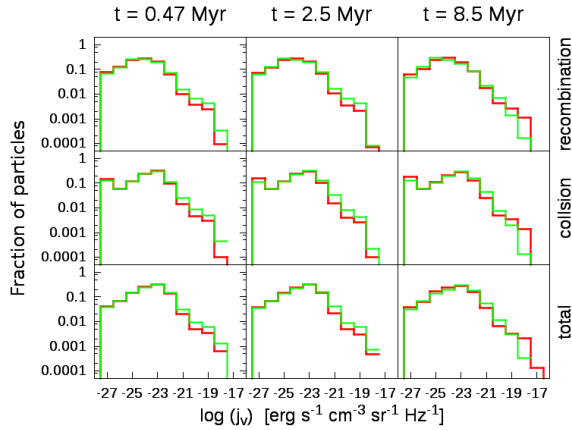


図 3: $\text{Ly}\alpha$ の放射率に対するヒストグラム。各列の見方は図 1, 各行の見方は図 2 と同様。グラフの縦軸はある放射率を持つ SPH 粒子の数を全 SPH 粒子数で割った値。

4 Discussion

今回の計算で AGN が銀河の物理量に影響を与えることがわかった。特に重要な変化は H_2 の減少による星形成の抑制である。AGN の存在によって電離度や温度は上昇する傾向にあり、これは $\text{Ly}\alpha$ の放射率を増加させるが、一方で AGN は星形成を抑制してしまうため、時間が経過すると AGN が存在する場合は放射源が星のみと比べて、 $\text{Ly}\alpha$ 放射率は減少する。

今回は AGN が形成されてから約 10Myr までの計算だが、より長い時間変化を追う必要がある。今回の結果が示したような AGN の星形成の抑制がずっと続くのであれば、AGN は $\text{Ly}\alpha$ の放射率を減少させる。一方で、重力収縮によって高密度領域が出来あがり AGN が存在しても再び星形成が進むようになってくれば、AGN の影響は見えなくなる可能性もある。

これに関しては AGN の光度と質量降着率を決めるパラメータ λ にも強く依存しているはずである。したがって、より長時間での変化の追跡とパラメータ λ の複数パターンの計算が必要である。

なお、今回の計算では星の進化を扱っていないため、星からの影響を過大評価してしまっている。より長い時間変化を追うには、星の寿命や星の質量分布、星などからの重元素汚染を含める必要がある。

5 Summary

本研究で AGN による影響に関して以下の結論が得られた。

1. AGN は H_2 分子の減少させるため冷却が効きづらくなり、星形成を抑制する。
2. AGN が形成されてからある程度の時間は AGN の存在が $\text{Ly}\alpha$ の放射率を増加させる。一方で、AGN ができてから時間が経過してくると、後に形成される星の影響のほうが強くなっていく。

より正確に AGN の影響を評価するには、さらに長い時間変化の計算とパラメータ λ の複数パターンの計算が必要である。以上のような計算の後に、AGN の形成に関する新たな知見が得られる可能性がある。

Reference

- Abe, M. et al. 2016, MNRAS, 463, 2849
- Braun, E., Dekel, A., & Shapiro, P. R. 1988, ApJ, 328, 34
- Draine, B. T., & Bertoldi, F. 1996, ApJ, 468, 269
- Galli, D., & Palla, F. 1998, A&A, 335, 403
- Hasegawa, K., & Umemura, M. 2010, MNRAS, 407, 2632
- Konno, A. et al. 2016, ApJ, 823, 20
- Marconi, A., & Hunt, L. K. 2003, ApJL, 589, L21
- Mortlock, D. et al. 2011, Natur, 474, 616
- Ouchi, M. et al. 2008, ApJS, 176, 301
- Susa, H., & Umemura, M. 2004, ApJ, 600, 1
- Susa, H. 2006, PASJ, 58, 445

VLA-COSMOS 領域における銀河の光度・密度進化

河野 海 (名古屋大学大学院 理学研究科)

Abstract

本研究では, VLA-COSMOS field (1.77deg^2) の Karl. G. Jansky Very Large Array (VLA) による 3GHz 観測から得られた 7729 天体をデータとして用いて電波における銀河進化モデルを構築した. 統計的な星形成銀河 (SFG), 活動銀河核 (AGN) の光度・個数密度の赤方偏移依存性を明らかにするために, $z < 5.5$ の赤方偏移を 9 つの領域に分割して, C^- 法 (Lynden-Bell 1977) を用いて光度関数の導出を行った. C^- 法は, $1/V_{\text{max}}$ 法をはじめとした他の導出法と比較して, サンプルサイズによらず最も正確な光度関数を与えることが証明されている. SFG, AGN に対して各赤方偏移の光度関数をフィットすることで銀河進化を算出した. その結果, SFG は $z = 3$ 程度に, AGN は $z = 1.5$ 程度に光度・密度のピークを持つことを確かめた. これは, 赤外線における観測結果 (Gruppioni et al. 2013) とも整合的である. これに加えて, 将来的に Square Kilometre Array (SKA) で検出可能な銀河計数を算出した. その結果, 2020 年から運用が開始される SKA 計画の第一期にあたる SKA1 では, 単位立体角あたり SFG は 5×10^9 個, AGN は 10^7 個の観測が見込まれることが分かった.

1 Introduction

銀河は数千億個の星, 星間物質, ダークマターを構成要素として, それらが相互作用しながら進化する系である. 銀河の光度や個数が各宇宙年齢によってどのように変化してきたか検証し, その振る舞いを説明するモデルを構成することは銀河形成・進化の観点から重要な課題である.

その一方で, 銀河の統計的な性質に着目すると, 銀河は光度関数と呼ばれる分布に従う. 光度関数の振る舞いは, Press & Schechter (1974) によって提案された, 初期宇宙における密度揺らぎから得られるダークマターハロー質量関数モデルによってナイーブに説明される. しかし, 波長による輻射過程の差異, SED 進化, フィードバックなど様々な要因から, 銀河種族, 波長についての光度関数の進化は, 銀河進化に密接に結びつくものである.

高赤方偏移における電波の光度関数モデル (Mancuso et al. 2017) は, 赤外線や紫外線の観測から得られた光度関数に対して, 観測的な関係を適用することで電波に補正して得られている. しかし, 電波と他波長の光度関係などのスケールリング則が, 高赤方偏移においても近傍と同じ関係が保たれているか否かは不明ではない. そのため, 電波観測に立脚した銀河の光

度・密度についての進化モデルの構築が必要である.

本研究では, 活動性の高い以下の二つの銀河種族について光度関数の構成を行った.

- SFG : 激しい星形成活動を行っている銀河. 若い大質量星からの放射が卓越する一方で, 大量のダストを含むため, 再放射による強い遠赤外線放射を持つこともある.
- AGN : $r \ll 1\text{pc}$ に満たない銀河のごく中心領域から, 通常銀河の 10^{1-2} 倍程度のエネルギーを放出する非常に激しい活動性を示す天体. 銀河中心に存在する巨大ブラックホールへ, 物質が降着する際の重力ポテンシャルエネルギーの解放がエネルギー源.

本研究で構築する計数モデルは, SKA によって観測可能な銀河数の予言に用いる. SKA は, アフリカとオセアニアに建設が決定されており, 2020 年代からの運用開始が計画されている, センチ波, メートル波を網羅する電波望遠鏡である. 高感度, 高空間分解能, 広帯域, 広視野という特徴を持つことから, 銀河進化, 宇宙論等の広い分野に向けた観測が期待されている.

本研究は, 赤方偏移 $z \leq 6$ という電波では最遠方

のサーバイデータをを用いて各赤方偏移における光度関数を SFG, AGN について導出することでそれぞれの銀河種族についての光度・密度進化モデルの構築を行ったものである。

2 Data

本研究では, VLA による COSMOS 領域 ($\sim 2\text{deg}^2$) の 3GHz Large project (Smolčić et al. 2017b) による観測をデータとして用いた。赤方偏移 $z \leq 5.5$ ($z_{\text{max}} = 5.44$) における, $S/N > 5$ を満たす 10 830 個のサーバイデータをサンプルとして用いた。このうち, 可視光, 赤外線において明るい天体 (COSMOS2015 catalog ; Laigle et al. 2016) の周辺をマスクした結果, 1.77deg^2 が有効面積として残り, 8969 天体がその中に含まれていた。更に, この中で COSMOS2015 catalog に他波長の対応天体があるのは全サンプルの 71% にあたる 7729 天体であった。赤外線光度から得られた, 星形成率に対する電波光度の超過が 3σ 以上であるものを AGN としてセクションを行った。

$$\log_{10} \left(\frac{L_{1.4\text{GHz}}}{SFR_{\text{IR}}} \right) > 21.986 \times (1+z)^{0.013}$$

この指標は, Delvecchio et al. (2017) によって与えられたものである。また, SFG は, GALEX の NUV バンドと, すばる望遠鏡の r バンドに対してダスト減光の補正を行った r^+ バンドを用いたカラーによってセレクトが行われている。 $M_{\text{NUV}} - M_{r^+} < 3.5$ (Ilbert et al. 2010) を満たす青い銀河のうち, 電波の超過がないものを SFG であるとした。セレクトの結果, 7729 天体のうち, 1916 天体が AGN, 4675 天体が SFG であると診断された。これらの銀河サンプルを赤方偏移について (0.1, 0.4), (0.4, 0.7), (0.7, 1.0), (1.0, 1.3), (1.3, 1.7), (1.7, 2.1), (2.1, 2.5), (2.5, 3.5), (3.5, 5.5) の 9 個のビンに分けてそれぞれについて光度関数の推定を行った。

3 Method

光度関数の推定には, C^- 法 (Lynden-Bell 1971) を用いた。この方法は, 生存時間解析に基づいた手法で

ある。

光度関数の推定にしばしば用いられる $1/V_{\text{max}}$ 法 (Schmidt 1968) は, 観測が flux limited である事に起因する Malmquist bias (Malmquist 1922) を排することができる。その一方で, サンプルが空間的に一様に分布していることが仮定されている。しかしながら, 銀河は一般にクラスタリングして分布する。そのため, 実際の分布は一様分布からずれることが知られてる。銀河団などに起因するコズミックバリアンスの影響を受けて光度関数の形状が変形し得る。 (Takeuchi et al. 2000; Johnston 2011). C^- 法では, 次の量から累積光度関数 $\Phi(L)$ が得られる。

$$\Phi(L) \propto \psi_1 \prod_i^{L < L_i} \frac{C_i(L) + 1}{C_i(L)}$$

ここで, C_i は i 番目の銀河に対して, 次で定義される領域中に含まれる銀河の個数を表している。

$$L_i < L \leq L_u, \quad z_l \leq z \leq z_{\text{max}}$$

ただし, L_i は i 番目の銀河光度, L_u , z_l , z_{max} は観測のセッティングによって決まる量である。光度関数 $\phi(L)$ は, 累積光度関数を微分することで得られる。

$$\phi(L) = \frac{d\Phi}{dL}.$$

また, 銀河計数に対しては, コズミックバリアンスを考慮した誤差評価を行った。

$$\langle (N - \langle N \rangle)^2 \rangle \simeq \mathcal{N}\Omega + \mathcal{N}^2\Omega \int_{\Omega} \omega(\theta) d\Omega$$

ここで, $\mathcal{N}$ は, 銀河の面密度, $\omega(\theta) \propto \theta^{-0.7}$ (Hale et al. 2018) は COSMOS 領域における銀河の角相関関数である。そのため, 誤差は一様分布を仮定したポアソンエラーよりも, 銀河の空間分布の非一様性を反映して大きくなる。

4 Results

電波において SFG と AGN の光度関数はそれぞれ, 異なる型の関数に従うことが知られている。

SFG : Saunders 型 (Saunders et al. 1990)

$$\phi(\log L) = \phi_* \left(\frac{L}{L_*} \right)^{1-\alpha} \exp \left\{ \frac{1}{2\sigma^2} \log_{10}^2 \left(1 + \frac{L}{L_*} \right) \right\}$$

AGN : double power 型 (Marshall 1985)

$$\phi(\log L) = \frac{\phi_*}{(L_*/L)^{\beta_1} + (L_*/L)^{\beta_2}}$$

がよく用いられる. それぞれ L_* , ϕ_* , α , σ , β_1 , β_2 がパラメータである. 本研究では, 光度関数の傾きを与えるパラメータについては $z = 0$ における値 ($\alpha = 1.02 \pm 0.15$, $\sigma = 0.60 \pm 0.04$, $\beta_1 = 1.27 \pm 0.18$, $\beta_2 = 0.49 \pm 0.04$ (Mauch & Salder 2007)) を用いてフィットを行った. また, パラメータ L_* , ϕ_* については赤方偏移に対する依存性を検証するために, 光度のみが赤方偏移依存するモデル (pure luminosity evolution : PLE)

$$\phi_*(z) = \phi_*(0)f(z), \quad f(z) = a_0 + a_1z + a_2z^2$$

と個数密度のみが赤方偏移依存するモデル (pure density evolution : PDE)

$$L_*(z) = L_*(0)g(z), \quad g(z) = b_0 + b_1z + b_2z^2$$

の二つを仮定した. なお, $f(z)$, $g(z)$ は赤方偏移に関する二次関数であると仮定した. フィットの結果, 次のパラメータを得た.

	a_0	a_1	a_2	b_0	b_1	b_2
SFG	21.3	0.8	-0.1	-2.5	0.8	-0.1
AGN	24.4	0.5	-0.1	-5.3	0.4	-0.1

表 1: SFG, AGN についての PLE, PDE モデルのパラメータ

図 1 に求めた光度関数を示す.

5 Discussion

表 1 のパラメータを用いて, 各赤方偏移における各銀河種族のエネルギー密度 ρ を算出する. 電波の光度密度は, 光度関数で重み付けをした光度から計算される.

$$\rho(z) = \int_{L_{\text{low}}}^{\infty} dL' L' \phi(L', z)$$

その結果を図 2 に示す. 近傍 ($z = 0.0 - 0.5$) のビンでは, AGN からのエネルギーが卓越している. $z \sim 1.5$ において AGN と SFG からのエネルギーの寄与が同

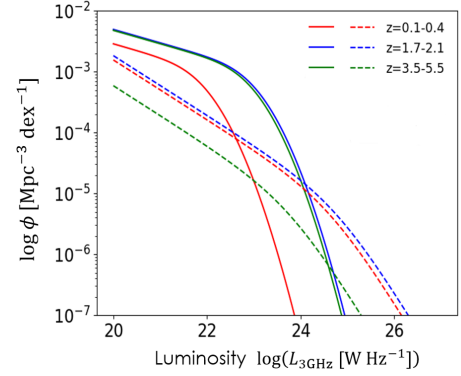


図 1: $z = 0.1 - 0.4$, $1.7 - 2.1$, $3.5 - 5.5$ における 3GHz 光度関数. 実線は SFG, 破線は AGN をそれぞれあらわす.

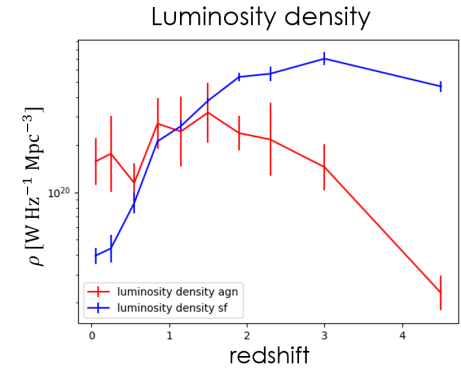


図 2: エネルギー密度の赤方偏移による変化

程度になり, 最遠方 ($z \sim 4.5$) のビンでは, SFG による寄与が AGN の十倍程度になる.

次に, 銀河計数を計算する. あるフラックス S が与えられたとき, それよりも明るい銀河の単位立体角あたりの銀河の個数を示す銀河計数 $N(> S)$ は, 次の式から計算できる.

$$N(> S) = \int d\Omega \int_0^z dz \frac{d^2V}{dzd\Omega} \int_{L_{\text{lim}}(z,S)}^{\infty} \phi(L', z') dL'$$

ただし, $d^2V/dz d\Omega$ は共動体積である. また, 銀河のスペクトルはべき則 ($S_\nu \propto \nu^{-\alpha}$) であると仮定しているため, ある赤方偏移における観測限界の光度 $L_{\text{lim}}(z, S_{\text{obs}})$ は,

$$L_{\text{lim}}(z, S_{\text{obs}}) = 4\pi d_L^2(z) \nu_{\text{obs}} S_{\nu_{\text{obs}}, \text{lim}} (1+z)^{\alpha-1}$$

と書ける. ただし, $d_L(z)$ は光度距離である. また, サンプルのスペクトル $S_\nu \propto \nu^{-\alpha}$ のべきは 0.7 を仮定

した. 微分銀河計数は, 銀河計数をフラックス S について微分し, 空間がユークリッドであることと, 銀河進化がないと仮定した場合の規格化因子 $S^{2.5}$ を掛けて表される. その結果を図 3 に示す.

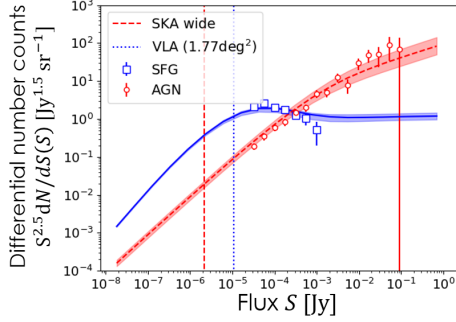


図 3: 3GHz における微分銀河計数. 空間が Euclid 的であると仮定した場合の規格化として $S^{2.5}$ が掛けられている. VLA の感度 $11.0\mu\text{Jy}$ at 3GHz と SKA-wide の感度 $1.0\mu\text{Jy}$ at 1GHz が併記されている.

明るい側 ($S > 1\text{mJy}$) では AGN からの寄与が大半を占めている. また, この領域で SFG の微分計数は定値をとるが, これはほとんどが近傍からの寄与であるためである. $S > 100\mu\text{Jy}$ において AGN と SFG が同程度の寄与をすることがわかる. これに対して暗い側では SFG が主に個数に寄与をすることがわかる. SKA1-wide の感度 ($1\mu\text{Jy}$ at 1GHz) では SFG が計数のほとんどを担っている.

6 Conclusion

本研究では, VLA-COMOS 3 GHz Large Project (Smolčić et al. 2017) によって得られた $z \sim 5$ におけるサンプルを用いて光度関数の推定を行い, SFG と AGN それぞれについて電波進化モデルの構築を行った. その結果, 得られたモデルから銀河の個数密度とエネルギー密度の赤方偏移依存性を計算した.

本研究で用いたサンプルの多くが他波長における紫外線, 可視光, 赤外線のカウンターパートを持っている. 今後の研究では, このデータを用いて各サンプルについて SED フィッティングを行い, 多波長光度

関数を推定することで星形成率, SMBH 成長率などに制限を付けることができると考えられる.

Acknowledgement

本研究を行う上でお世話になった皆様, 夏の学校の運営に携わっていただいているみなさまに感謝いたします.

Reference

- Delvecchio, I., Smolčić, V., Zamorani, G., 2017, et al. A&A, 602, 2
- Gruppioni, C., Pozzi, F., Rodighiero, G., et al. 2013, MNRAS, 432, 23
- Hale, C., L., Jarvis, M., J., Delvecchio, I, et al. 2018, MNRAS, 474, 4133
- Ilbert, O., Salvato, M., Le Floc'h, E., et al. 2010, ApJ, 709, 644
- Johnston, R., 2011, A&A, 19, 41
- Laigle, C. et al. 2016, ApJS, 224, 24
- Lynden-Bell, D., 1971, MNRAS, 155, 95
- Malmquist, G. 1922, MeLuF, 100
- Mancuso, C., Lapi, A., Prandoni, I., et al. 2017, ApJ, 842, 95
- Marshall, H. L. 1985, ApJ, 299, 109
- Mauch, T. & Sadler, E. M. MNRAS, 375, 931
- Press, H., W., & Schechter, P., 1974, ApJ, 187, 425
- Saunders, W., Rowan-Robinson, M., Lawrence, A., et al. 1990, MNRAS, 242, 318
- Schmidt, M., 1968, ApJ, 151, 393
- Smolčić, V., Novak, M., Delvecchio, I., et al. 2017a, A&A, 602, 1
- Smolčić, Delvecchio, I., V., Zamorani, G., et al. 2017b, A&A, 602, 2
- Takeuchi, T, T. Yoshikawa, K., Ishii, T., T., 2000, ESASP, 455, 527
- Takeuchi, T, T., Ishii, T., T., Hirashita, H., 2001, PASJ, 53, 37

すばる HSC を用いた初期銀河から大規模構造へと続く 巨大 $\text{Ly}\alpha$ 構造の初検出

鹿熊 亮太 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

宇宙再電離へ観測的な制限をかける、 $z \gtrsim 6$ の非常に暗い銀河・水素ガスの『個々の検出』は次世代の望遠鏡 (JWST, TMT, SKA, etc.) を待たなければならない。そこで我々は、次世代の望遠鏡を待たずともこれらを『検出』することができる、Cross-Correlation Line Intensity Mapping (CCLIM) という統計的手法に着目した。CCLIM では、個々の暗い天体の検出は行わない。明るい銀河周囲には暗い銀河・水素ガスが広がり、それらから輝線が出ていると考えられる。そこで、多数の明るい銀河の位置と、輝線をトレースする狭帯域フィルター (NB) の撮像画像の全ピクセルの輝度分布との距離相互相関を取ることで、広がった輝線源を『統計的に検出』する。我々は、すばる望遠鏡の超広視野主焦点カメラ (Hyper-Suprime Cam, HSC) を用いて得られた、 $z = 5.7$ (6.6) の 425 (396) 個の Lyman α emitter (LAE) の位置と、同じ赤方偏移の $\text{Ly}\alpha$ 輝線をトレースする NB 撮像画像の全ピクセルの輝度分布との相関を取った。そして、HSC による非常に広視野 (約 4 平方度) の画像と、CCLIM という統計的に優れた手法とが組み合わさったことで、 $\sim 300\text{kpc}$ まで続く巨大な $\text{Ly}\alpha$ 源を初めて検出した。過去の研究で、LAE 周りには銀河周囲 $\sim 40\text{kpc}$ 程度まで広がる $\text{Ly}\alpha$ 源はすでに見つかった。今回我々が検出した $\text{Ly}\alpha$ 源は、この銀河のダークマターハロースケールの広がりからつながっており、大規模構造へと続くものである。

1 Introduction

現在我々が高赤方偏移宇宙を観測する際、観測できているものは明るい銀河のみである。しかし、これらは宇宙の構成要素のほんの一部に過ぎず、これら明るい銀河の周りには検出限界以下の暗い銀河や淡く広がった中性水素ガスが大規模 ($\sim \text{Mpc}$) な構造を作っていることが理論研究からわかっている。 $z \sim 6$ の暗い銀河と中性水素ガスの観測は、宇宙再電離へ制限をかけるために非常に重要になる。また、銀河形成・進化の文脈でも、星の材料である水素ガス、形成初期だと考えられる暗い (軽い) 銀河の観測は重要である。だが、高赤方偏移宇宙の暗い銀河を『個々に』検出するためには、大気の影響を受けない JWST といった宇宙望遠鏡や、TMT など 30m 級の望遠鏡が必要となる。また、21cm 線を観測することで中性水素ガスを直接検出することができるが、こちらも SKA といった次世代の電波望遠鏡が必要となる。では、我々はこれらの望遠鏡ができるまでの間、何も打つ手は無いのだろうか。そこで、私達は Cross-Correlation

Line Intensity Mapping (CCLIM) という統計的手法とすばる望遠鏡の非常に大きなデータに着目した。

CCLIM では個々の天体の検出は行わない。明るい銀河の周囲には暗い天体が広がっており、そこからある種の輝線 (e.g. $\text{Ly}\alpha$) が出ている。NB を用いることで、赤方偏移したこの輝線強度分布 (Line Intensity Map) を描き出すことができる。明るい銀河の周囲には輝線を出す天体が多く、強度分布は相対的に強くなると予測される。(Sousbie 2011) そこで、多数の明るい銀河の位置と、NB の撮像画像の全ピクセルの輝度分布との距離相互相関 (Cross-Correlation) を取ることで、広がった暗い天体を『統計的に検出』する。

CCLIM を用いて非常に淡く広がる天体を検出するためには、大規模なデータが必要となる。そこで、私達はすばる望遠鏡の主焦点カメラを用いた戦略的な大規模サーベイ、Hyper Suprime-Cam Subaru Strategic Program (HSC-SSP, (Aihara et al. 2018)) の非常に大きなデータを用いる。HSC-SSP は深さと広さの異なる 3 つのレイヤー: Wide, Deep, UD からなる。Deep、UD レイヤーの領域に対して NB を用いた観

測は行われている。

本研究は、 $z = 5.7, 6.6$ の Lyman- α emitter(LAE) と NB 観測で得られた Ly α の Intensity Map との Cross-Correlation を取ることで、再電離期終盤の宇宙において淡く広がる大規模な構造を初めて検出することを目的とする。

2 Data

本研究では、HSC-SSP の 2 つの NB 観測で得られたデータを利用した。NB816(NB921) は、中心波長が $\lambda_c = 8177\text{\AA}$ ($9215\text{\AA}$) であり、これらは、赤方偏移 $z = 5.726 \pm 0.046$ (6.580 ± 0.056) の Ly α 輝線をトレースする。

2.1 Source Catalog

赤方偏移のわかっている天体のカタログとして、Systematic Identification of LAEs for Visible Exploration and Reionization Research Using Subaru HSC (SHILVERRUSH)(Ouchi et al. 2018) プロジェクトの LAE カタログ (Shibuya et al. 2018) を用いた。SHILVERRUSH カタログは、HSC-SSP のデータを用いて得られた非常に大きな LAE のカタログである。ただし、本研究では contamination を精度良く除くために HSC-SSP の UD レイヤーのデータのみを用いた。

2.2 Images

LAE と同じ赤方偏移 $z = 5.7$ (6.6) の Ly α の Line Intensity Map となる画像として、HSC NB816 (NB921) での撮像画像を用いる。使用した field は LAE サンプルと同じく、HSC-SSP UD レイヤーの各赤方偏移ごと計 ~ 4 平方度である。

これらには、前景・背景天体からの continuum や、他の赤方偏移にある天体の Ly α 以外の輝線も入ってくるが、それらからの寄与は LAE との距離相互相関を取ることで落ちることになる。ただし、これらを除かなければ S/N 比は小さくなり、淡く広がった成分を検出するために明るい前景コンタミネーションを事前に除いた。

3 Analysis & Results

本研究では、Cross-correlation ξ_{IM} を、LAE サンプルいずれかからの距離が r の pixel の表面輝度 ($f_{r,i}$) の平均を取ることで計算した。

$$\xi_{IM} = \left[\frac{1}{\sum_{i=1}^{N(r)} w_{r,i}} \sum_{i=1}^{N(r)} w_{r,i} f_{r,i} \right]_{LAE} - \left[\frac{1}{\sum_{i=1}^{N(r)} w_{r,i}} \sum_{i=1}^{N(r)} w_{r,i} f_{r,i} \right]_{random} \quad (1)$$

ここで、 $N(r)$ は LAE サンプルいずれかからの距離が r のピクセルの総数である。平均を取る際に、HSC pipeline のサイエンス画像に含まれる各 pixel の variance の逆 2 乗 ($w_{r,i}$) で重み付けをした。この correlation の単位は表面輝度と同じである。

また、式 (1) の第 2 項は LAE サンプルの代わりにランダム点と Ly α の Intensity Map との cross-correlation を取ったものである。この項を引くことにより、表面輝度の平均からの変動を見ることになり、correlation を距離無限大まで積分した際にはその値が 0 となるような制限を課することになる。

3.1 Cross-correlation between LAEs and NB images

図 1 は赤方偏移 $z = 5.7$ (6.6) の LAE と同じ赤方偏移の Ly α 輝線をトレースする NB816 (NB921) との画像間での Cross-correlation の計算結果である。これを見ると、 $z = 5.7$ (6.6) では物理距離で ~ 1000 (300) pkpc まで Ly α 輝線が広がっていることがわかる。ただし、この広がりが systematic error により生じている可能性はあり、それらを確かめるためのテストを行う必要がある。

Kakuma et al. (in prep)

図 1: LAE と NB 撮像画像間での cross-correlation の結果。(左) $z = 5.7$ LAE と NB816 画像 (右) $z = 6.6$ LAE と NB921 画像

3.2 Cross-correlation between LAEs and BB images

3.1 章で見られた広がった $\text{Ly}\alpha$ の起源の一つの可能性として、LAE 周囲に広がる検出限界以下の暗い銀河からの寄与がある。この場合、LAE と UV-continuum の Intensity Map にも距離相関が出るはずである。そこで、赤方偏移 $z = 5.7$ (6.6) の LAE と Z (Y) バンドとの相関を取る。Z (Y) バンドは、NB816 (NB921) よりも長波長の光を透過する広帯域フィルターであるので、 $\text{Ly}\alpha$ より長波長側の UV-continuum との相関を見ることができる。図 2 に結果を示した。UV-continuum は $\text{Ly}\alpha$ と同様に広がりが見られるが、その強度は弱い。

Kakuma et al. (in prep)

図 2: グレー: LAE と BB 撮像画像間での cross-correlation の結果。赤: LAE と NB 撮像画像間での cross-correlation の結果 (図 1 と同じ) (左) $z = 5.7$ LAE と Z band 画像 (右) $z = 6.6$ LAE と Y band 画像

4 Tests for systematic errors

LAE と $\text{Ly}\alpha$ の Intensity Map の correlation を取る際に生じうる、あらゆる systematics を見積もるために、我々は LAE と等級分布が等しい Non-LAE サンプルと $\text{Ly}\alpha$ の Intensity Map の correlation を取るテストを行った。ここで、Non-LAE サンプルとは、赤方偏移した $\text{Ly}\alpha$ 輝線が今回用いる NB に入らないような銀河のサンプルのことを示す。この Non-LAE サンプルと NB 画像との cross correlation には、PSF や画像の reduction の際に生じる systematics、その他未知の systematics が含まれていると予測される。本研究では、Non-LAE サンプルとして HSC-SSP で得られた G-dropout 銀河 ($z \sim 4$) のサンプル (Ono et al. 2018) を用いた。

図 3 に結果を示した。 $z = 5.7$ (6.6) では、systematics による広がり (Non-LAE) に比べ、LAE と NB 撮像画像の correlation は ~ 1000 (200) pkpc まで超

過が見られる ($\sim 2.5\sigma$)。このテストから、我々が見た correlation は systematics から生じるものではなく、 $z = 5.7$ (6.6) では LAE を中心に 1000(200) pkpc まで広がる $\text{Ly}\alpha$ の構造があることが確かめられた。

Kakuma et al. (in prep)

図 3: 青: Non-LAE と NB 撮像画像間での Cross-Correlation の結果。赤: LAE と NB 撮像画像間での cross-correlation の結果 (図 1 と同じ) (左) $z = 5.7$ (右) $z = 6.6$

5 Discussion & Conclusion

5.1 Comparison with previous study

LAE の周囲 ~ 40 pkpc 程度まで広がる $\text{Ly}\alpha$ が、NB 画像の Image stacking (Momose et al. 2014) や、面分光装置 (Leclercq et al. 2017) による研究ですで見ついていた。これは、Lyman- α Halo (LAH) と呼ばれており、銀河に付随するダークマター・ハローのスケール程度の広がりである。図 4 に、過去の研究で見ついている $z \geq 5$ の LAH の半径方向の profile と、本研究の結果を示した。これを見ると、本研究の結果は過去の研究で見ついていた LAH よりもより大きな広がりを持った構造であることがわかる。したがって、本研究で Cross-Correlation Line Intensity Mapping を用いて検出した広がった $\text{Ly}\alpha$ の構造は初めて検出されたものである。以後本研究では、これを「巨大 $\text{Ly}\alpha$ 構造」と呼ぶことにする。

Kakuma et al. (in prep)

図 4: 過去の研究との比較。赤丸: 本研究 ($z = 5.7$)。青線: Leclercq et al. 2017。緑線: Momose et al. 2014 (Image stacking) $z = 5.7$ 。

5.2 Physical Origin

広がりを持った $\text{Ly}\alpha$ 構造の物理的起源として、理論研究から主に 4 つのモデルが考えられている。(a)

中心銀河から出た $\text{Ly}\alpha$ が中性水素ガスによる散乱 (Scattering) される。(b) 中心銀河に落ちていくガス流 (Cold Gas Stream)。(c) 中心銀河から出た電離光子による蛍光 (Fluorescent)。(d) 中心銀河周囲に群がる検出限界以下の暗い星形成銀河。図 5 にはそれぞれのイメージ図を描いた。どの機構から生じているかを区別する際に重要な鍵となるのが、 $\text{Ly}\alpha$ 以外の光による観測である。(c)Fluorescent からは再結合線 $\text{H}\alpha$ も生じ、(d) 暗い星形成銀河からは $\text{H}\alpha$ と星からの UV-continuum も出される。3.2 章で、LAE と UV-continuum にも巨大 $\text{Ly}\alpha$ 構造と同じようなスケール ($\sim 200\text{--}1000\text{ pkpc}$) で correlation があるということを見た。そこでまずは、(d)LAE 周囲に群がる暗い銀河からの寄与を考える。

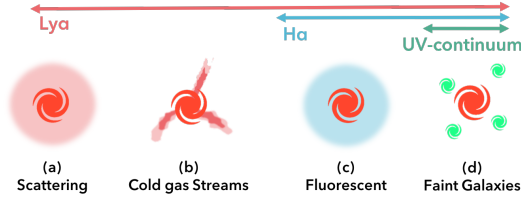


図 5: 広がった $\text{Ly}\alpha$ 構造の物理的起源の可能性のイラスト。

5.3 Faint Star Forming Galaxies

まず、巨大 $\text{Ly}\alpha$ 構造が暗い星形成銀河の clustering から生じているとし、その profile を Cold Dark Matter (CDM) モデルで計算される Dark Matter の Auto-Correlation function ($\xi_{DM}(r)$) に線形バイアスを掛け算したものでモデリングする (Croft et al. 2016)。このモデルでの fitting の結果、cosmic $\text{Ly}\alpha$ luminosity density ($\epsilon_{\text{Ly}\alpha}$) が、 $\epsilon_{\text{Ly}\alpha} = 6.0 \times 10^{41} \text{ erg s}^{-1} \text{ Mpc}^3$ となった。

5.3.1 cosmic SFR density

では次に、この暗い銀河の clustering だけによるモデルで求めたこの ϵ_{α} が他の観測結果と整合するかを確かめる。 ϵ_{α} は cosmic Star Formation Rate (SFR) density (ρ_{SFR}) へと変換できる (Cassata et

al. 2011)。Salpeter IMF、case B を仮定し、dust や escape fraction による補正を行わない場合、 $\rho_{SFR} = 0.54 [\text{M}_{\odot} \text{ yr}^{-1} \text{ Mpc}^{-3}]$ ($z = 5.7$) となった。このモデルから求めた ρ_{SFR} は過去の研究より ~ 20 倍大きな値となっている。(Madau & Dickinson 2014) この ρ_{SFR} は暗い (検出限界以下の) 星形成銀河からの寄与のみを考えたものであるため、明るい星形成銀河からの寄与を含めて考えた場合は過去の研究との差異はより大きくなる。したがって、3.1 章で見た Cross-Correlation が暗い星形成銀河からの clustering のみで説明することはできないということがわかる。

5.4 Other sources of $\text{Ly}\alpha$ emission beyond Star Forming Galaxies

暗い星形成銀河からの clustering 以外にも、中性水素ガスによる Scattering、Cold gas Stream、Fluorescent によって $\text{Ly}\alpha$ は広がる。5.3.1 章で見たように、暗い星形成銀河の clustering のみで巨大 $\text{Ly}\alpha$ 構造を説明することはできなかったため、これら中性水素ガスによる寄与を考えなければならない。巨大 $\text{Ly}\alpha$ 構造への、これら物理過程からの寄与の見積りや区別には $\text{H}\alpha$ による観測と大規模な輻射輸送シミュレーションが必要となる。

本研究で我々は再電離期終盤の宇宙において、LAE 周囲 $\sim 1000\text{ pkpc}$ まで広がる暗い銀河と中性水素ガスからなる巨大構造を初めて検出した。

Reference

- Sousbie, T. 2011, *mnras*, 414, 350
- Ouchi, M., et al. 2018, *pasj*, 70, S13
- Shibuya, T., et al. 2018, *pasj*, 70, S15
- Aihara, H., et al. 2018, *pasj*, 70, S4
- Momose, R., et al. 2014, *mnras*, 442, 110
- Leclercq, et al. 2017, *aap*, 608, A8
- Croft, R. A. C., et al. 2016, *mnras*, 457, 3541
- Cassata, P., et al. 2011, *aap*, 525, A143
- Madau, P., & Dickinson, M. 2014, *araa*, 52, 415

a30

すばる HSC 観測と多波長データで探る高赤方偏移 AGN の宇宙再電離への寄与

下舘 果林 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

$z \sim 1100$ において陽子と電子が再結合して宇宙は原子で満たされるようになった。その後、 $z \sim 6-10$ の宇宙において、銀河間物質の原子が完全に電離したと考えられている。これを宇宙再電離とよぶ。宇宙初期において紫外線を出す天体が、電離光子源であると言われているが、宇宙再電離を引き起こしたその電離光子源の正体は明らかになっていない。

過去の研究では、宇宙再電離を担う主な電離光子源は星形成銀河であり、活動銀河核 (AGN) はその数が少ないためほとんど寄与しないと考えられてきた (e.g. Masters et al. 2012)。しかし近年の多波長観測によって、これまで検出されていなかった暗い AGN が検出されるようになり、暗い AGN が宇宙再電離に大きく寄与する可能性が指摘されている (Giallongo et al. 2015; cf. Parsa et al. 2018)。本研究は、すばる HSC 観測で得られた $z \sim 4-7$ 天体の大サンプルに対して、AGN 活動を多波長データで探り、暗い AGN の宇宙再電離への寄与を統計的に明らかにすることを目標とする。最初のステップとして、我々はすばる HSC 探索の COSMOS 領域における暗い AGN を、X 線および電波観測、可視光分光データを元に約 2600 個同定した。このようにして従来より約 100 倍大きなサンプルを得ることができた。得られたサンプルから、Glikman et al. (2011) や Giallongo et al. (2015) とよく一致する UV 光度関数が得られた。Grazian et al. (2018) が Glikman et al. 及び Giallongo et al. の光度関数から推定した AGN の UV 背景放射量に基づくと、今回得られた結果からは $z \sim 4$ で暗い AGN が主要な背景放射源となり得ることが示唆される。この結果を $z > 6$ に外挿すると、主な電離光子源として、暗い AGN が宇宙再電離に大きく寄与し得ることが言える。

1 Introduction

ビッグバン直後の宇宙は高温・高密度であったため、全ての物質は電離していた。宇宙が膨張するとともにその温度と密度は低下し、 $z \sim 1100$ で電子と陽子が初めて結合し元素が誕生した。その後暗黒時代を経て多くの天体が誕生した。それら初期天体からの紫外線放射により銀河間物質 (IGM) の原子が電離していった。そして $z \sim 6-10$ の宇宙において、銀河間物質の原子が完全に電離したと考えられている。これを宇宙再電離と呼ぶ。宇宙再電離を引き起こした電離源である天体の正体は未だ明らかになっていない。

過去の研究では、宇宙再電離を担う主な電離光子源は星形成銀河であり、活動銀河核 (AGN) はほとんど寄与しないと考えられてきた。それは AGN はその電離紫外放射率が大きい反面、高赤方偏移領域

でその数密度が急激に低下すると考えられていたためである (e.g. Masters et al. 2012)。一方、星形成銀河は数密度が大きい、その電離紫外線放射率について確かな情報はわかっていない。さらに、近年の多波長観測によって、これまで検出されていなかった暗い AGN が見つかるようになり、暗い AGN が宇宙再電離に大きく寄与する可能性が指摘されている (e.g. Giallongo et al. 2015; cf. Parsa et al. 2018)。この研究の目的は暗い AGN の再電離に対する寄与の下限值を見積もることにある。現段階では最初のステップとして、すばる HSC 探索の COSMOS 領域で検出された $z \sim 4$ の AGN サンプルからその電離光子放射量を見積もった。 $z > 6$ における電離光子放射量は現在得られているデータから推定するのは困難であるため、 $z < 6$ で得られた電離放射量から外挿的に見積もる手法が取られる。本講演では得られた結果から宇宙再電離に対する AGN の寄与について議

論する。

2 Sample & Method

本研究では $z \sim 4$ の AGN の候補天体を Great Optically Luminous Dropout Research Using Subaru HSC (GOLDRUSH) ドロップアウトカタログ (Ono et al. 2018) から選出した。このカタログは Hyper Suprime-Cam Subaru Strategic Program (HSC SSP) 探査 (Miyazaki et al. 2012) により得られたデータから $z \sim 4-7$ のドロップアウト天体を選出したものである。ドロップアウト天体とは、中性水素による吸収のため、静止系で $1216\text{\AA}$ より短波長側にスペクトルに鋭い落ち込みが見られる天体である。このドロップアウトが見られる観測波長から、その天体の赤方偏移が同定される。今回はこのドロップアウトカタログに含まれる天体のうち、D-COSMOS、UD-COSMOS 領域の $z \sim 4$ 天体を母カタログとし、そこから AGN を選出しサンプルとした (表 1)。

2.1 crossmatching

AGN のスペクトルには X 線から電波まで広い波長で明るいという特徴がある。まずこれを利用し、母カタログと Chandra COSMOS Legacy Optical/IR counterparts カタログ (Marches et al. 2015) 及び VLA-COSMOS 3GHz カタログ (Delvecchio et al. 2017) をクロスマッチした。すなわち X 線または電波で検出されている $z \sim 4$ の天体を AGN として選出している。こうして X 線カタログから 25 個、電波カタログから 61 個の天体がサンプルとして選ばれた。

2.2 colorselection

また Masters et al. (2012) のカラーセレクションを用いた。この手法は $3 < z < 5$ の AGN を選択することを目的としている。これはドロップアウト AGN のスペクトルの、IGM による吸収のため紫外線で比較的暗くなる特徴、また赤外線にかけて明るくなる特徴を利用している (図 1)。これにより母カタログから

- ・ $U - ch1 \geq 1.5$ または $U - ch2 \geq 1.5$
 - ・ $m_{AB}(3.6\mu\text{m}) \geq 24.0$ または $m_{AB}(4.5\mu\text{m}) \geq 24.0$
- を満たす天体を選出した。この手法で 2567 個の天体を選択した。

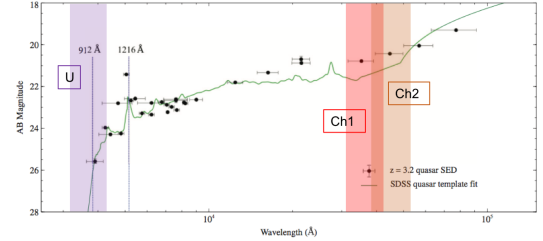


図 1: $z = 3.2$ AGN のスペクトル及び U バンド、Ch1、Ch2 の波長帯 (Masters et al. 2012)。

2.3 spectroscopy

最後に分光観測によって $z \sim 4$ の AGN と同定された天体を 13 個サンプルに加えた (Ono et al. 2018)。最終的に 2627 個の天体が $z \sim 4$ の AGN としてサンプルに選ばれた (表 2)。

3 Results

3.1 completeness

completeness とは実際に存在している目的の天体の総数に対し、サンプルとして選出できる天体の割合のことを言い、観測的要因と統計的要因がある。光度関数を描く場合には completeness を補正しなければならない。今回は母サンプルに関してドロップアウト天体を選択する際の completeness 及び、Masters et al. (2012) のカラーセレクションについての completeness のみ考慮に入れた

図 2 の青いヒストグラムは X 線か分光観測により確実性の高い AGN と同定された天体の数を示し、赤いヒストグラムはそのうちカラーセレクションで選択されなかった天体を表す。ただし青い領域は見やすさのため、わずかに右にずらされている。筆者らによると、このカラーセレクションの completeness は $I \leq 23$ で $\geq 99\%$ であり、 $I \geq 24$ で急激に低下する。しか

し 図 2 からは $I \leq 23$ においても本来選択されるべき候補天体が多く見落とされていることが読み取れる。すなわち、このカラーセレクションの completeness は明るい側でも小さいことが推測される。今回このカラーセレクションに関する completeness を図 2 から大まかに読み取り、 $\sim 10\%$ ($I \sim 23$) から $\sim 50\%$ ($I \sim 25$) までなだらかに増加するものと仮定した。

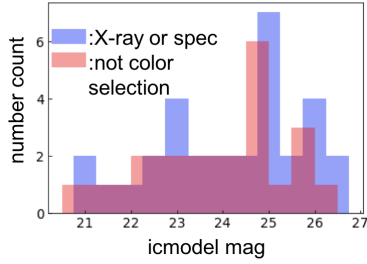


図 2: サンプルのヒストグラム。青は X 線または分光観測により $z \sim 4$ AGN と同定されたもの。赤はそのうちカラーセレクションで選出されなかった天体。

3.2 光度関数

得られたデータから光度関数を描いた (図 3)。得られたデータ点 (赤) とともに Glikman et al. (2011)(Gl11)、Giallongo et al. (2015)(Gi15)、Masters et al. (2012)(Ma12)、Akiyama et al. (2017)(Ak17) の結果が示されている。Gl11(黄緑)の結果は分光観測の結果 $z \sim 4$ の AGN と同定された天体のみをサンプルとして用いている。Gi15(水色)の結果は X 線カタログとのクロスマッチング及び測光・分光データにより求められた z の値を用いている。Ma12(赤紫)のサンプルは、今回主にサンプルを得た手法と同じカラーセレクションにより得られている。Ak17(青紫)は今回用いたものと同じ HSC のデータから、違うカラーセレクションでサンプルを選んでいる。得られた結果は、明るい側ではいずれの先行研究とも矛盾しないと言えそうである。しかし暗い側を見ると、Gl11 や Gi15 のように、暗い AGN が高密度に存在する可能性が示唆されている。今回のデータは、特に Gl11 の結果とよく一致している。

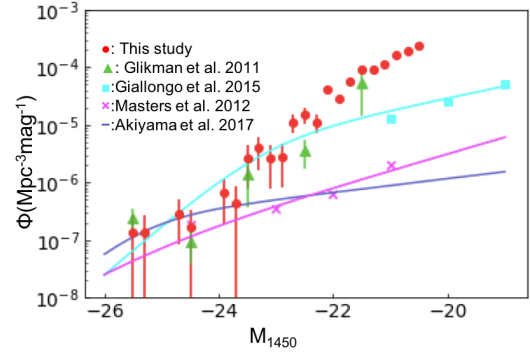


図 3: 光度関数。赤が今回得られたデータ点。

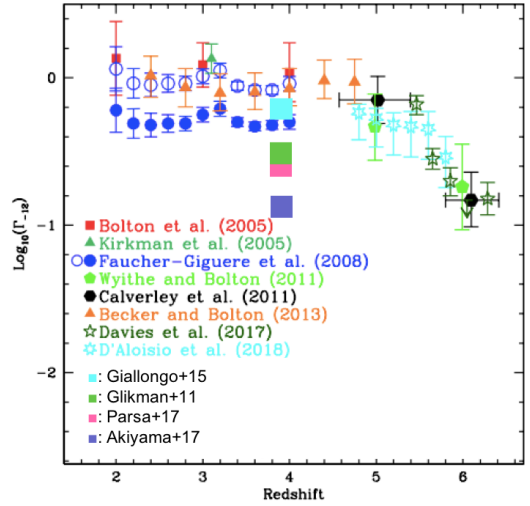


図 4: UV 背景放射 (Parsa et al. 2018)。四角のデータ点は各光度関数に対し Parsa et al. により推定された AGN の UVB への寄与。

4 Discussion

4.1 UV 背景放射 (UVB)

Grazian et al.(2018) は過去の研究で求められた $z \sim 4$ の AGN の光度関数から、電離放射である UVB への寄与を見積もっている。その結果を図 4 に示す。大きい四角で表されるデータ点は各光度関数から求められる UVB への寄与であり、その他のデータ点はその赤方偏移範囲における UVB の全体量である。この図から、光度関数が Gl11 や Gi15 によく一致する場合、 $z \sim 4$ で AGN がかなり大きく UVB に寄与し得ることになる。Parsa et al. の主張と今回の結果が

らは、AGN の UV 放射率や密度といった物理的性質が $z \sim 4$ と $z \geq 6$ で大きく変化しなければ、暗い AGN が主な電離光子源として再電離に大きく寄与し得るということが言える。

4.2 コンタミネーションと completeness

今回の結果ではコンタミネーションを考慮していないため、AGN の実際の量よりも多く候補天体を選択している可能性がある。Ono et al.(2018)によるとドロップアウトカタログのコンタミネーションは UD-layer では十分少ないと考え、それを元に D-layer のコンタミネーションの割合を $M_{1450} \geq 22$ では $\leq 10\%$ としている。Masters et al. (2012)の提案したカラーセレクションはかなりコンタミネーションがかなり大きいものになっている。しかしそのほぼ全てが低赤方偏移天体か恒星であり、それらは既にドロップアウトカタログからは除かれている。よって今回のサンプルにおける低赤方偏移天体や恒星によるコンタミネーションは $\leq 10\%$ 程度であることが期待される。また、このセレクションにおける高赤方偏移銀河によるコンタミネーションの影響は $M_{1450} \sim -21$ で $10^{-6} \text{Mpc}^{-3} \text{mag}^{-1}$ とされている。これはかなり小さいが、 $M_{1450} > -21$ でさらに大きくなる可能性がある。今後 SED フィッティングや分光観測等によりコンタミネーションを除く必要がある。

また、completeness についても検証が必要である。今回、completeness はドロップアウトカタログ及びカラーセレクションに関するもののみが考慮されている。また、それらはかなり大雑把に見積もられている。今後シミュレーション等を用いて、全ての観測的・統計的な completeness を求める必要がある。

今後はさらに他の領域の AGN についても同様に AGN 候補天体を選出し、より大きなサンプルから確実性の高いデータを得たい。さらに、 $z > 4$ AGN の電離光子放射量を求めていきたい。

光度関数及び UVB に対する寄与を推定した。得られた結果からは、 $z \sim 4$ と $z \geq 6$ で AGN の物理的性質が大きく変わらなければ、暗い AGN が再電離に大きく寄与し得ることが言えた。今後はこの結果の信頼性を評価するためにコンタミネーションや completeness を検証していく。また、他の領域の AGN についても同様に光度関数を求める。さらに、 $z > 4$ AGN についても同様に光度関数と UVB への寄与を推定していきたい。

Reference

- Akiyama, M., He, W., Ikeda, H., et al. 2017, PASJ subm., arXiv:1704.05996
 Delvecchio, I. et al. 2017, A&A 602, A3
 Giallono, E., et al. 2015, A&A, 578, A83
 Glikman, E., Djorgovski, S. G., Stern, D., et al. 2011, ApJL, 728, 26
 Grazian, A., et al. 2018, A&A 613, A44
 Masters, D., et al. 2012, ApJ, 755, 169
 Marchesi, S. et al. 2016, ApJ, 817, 34
 Miyazaki, S., et al. 2012, in Proc. SPIE, 8446, Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy IV, ed. I. S. McLean et al. (Bellingham, WA: SPIE), 84460Z
 Ono, Y., Ouchi, M., Harikane, Y., et al. 2018, PASJ, 70, S10, doi: 10.1093/pasj/psx103
 Parsa, S., Dunlop, J. S. & McLure, R. J. 2018, MNRAS, 474, 2904

5 Conclusion

本研究では $z \sim 4$ ドロップアウトカタログから AGN の候補天体サンプルを作成した。そのサンプルから

b1

銀河スケーリング則の拡張と統一

吉田 俊太郎 (名古屋大学大学院 理学研究科素粒子宇宙物理学専攻 銀河進化学研究室)

Abstract

近年、観測技術の発展に伴い以前に比べて非常に多くの系外銀河に対して多波長観測を用いた観測が行われている。この多波長観測によって得られたスペクトルデータを用いて SED Fitting を行うと系外銀河それぞれの性質を示す様々な物理量が得られる。その結果、銀河内物理量の間に特徴的な相関 (スケーリング則) が存在することが分かった。スケーリング則を物理的に解釈することで銀河の性質、またその進化を理解しようとする研究がこれまで多数行われてきたが、現在でもスケーリング則に対する完全な物理的解釈は解明されていない。

そこで本研究では統一的なスケーリング則の特定と物理的解釈の解明を目的とし、先ず銀河の性質を理解する上で特に重要だと考えられる銀河内星形成率 (SFR : Star Formation Rate) とその他の銀河内物理量との相関に着目した。4 つのデータカタログをクロスマッチすることで得られた 789 個の系外銀河天体を用いて SFR に対する銀河の質量成分と力学的物理量それぞれの相関を統計的手法によって求めた。解析の結果、銀河の質量成分とは相関はあるが、力学的物理量との間では弱い相関にとどまることが示された。しかしながら力学的物理量と星形成との関係は未だ完全には理解されておらず、今後も慎重な議論が求められる。

1 Introduction

今日、系外銀河探索に関わる観測技術の発展は目覚ましく、多くの系外銀河に対して多波長を用いた観測が可能になっている。多波長観測によって得られた様々な波長のスペクトルを組み合わせることで、それぞれの系外銀河が持つ特徴的な物理量 (半径、光度、質量、星形成率 (SFR : Star Formation Rate)、回転速度 etc.) を SED Fitting などの手法を用いてより正確に得ることができる。その結果、いくつかの物理量の間には特徴的な相関 (スケーリング則) が存在することが示唆された。有名なものとしては次の 4 つが挙げられる。

- Faber-Jackson 関係 (Faber & Jackson 1976)
- Tully-Fisher 関係 (Tully & Fisher 1977)
- Kennicutt-Schmidt 則 (Kennicutt, Jr. 1998) (Schmidt 1959)
- Galaxy Main Sequence (Noeske et al. 2007)

これら 4 つのスケーリング則のうち、最初の 2 つは銀河内での力学的な影響についての関係則、あとの 2

つは銀河内における星形成への影響に着目して得られた関係則である。これらの関係則には未だ完全な物理的解釈が無く、現在でも議論が続けられている。

本研究では銀河スケーリング則解明の初手として、系外銀河に存在する重要な物理量 1 つ 1 つの他の物理量との相関を再考する。ここでは特に SFR に着目して他の物理量との相関を調べた。

2 Methods

2.1 Data

本研究では SFR に着目して他の物理量との相関を調べるため、以下に挙げる 4 つの系外銀河データカタログを用いた。

- GALEX-SDSS-WISE LEGACY CATALOG (GSWLC) (Salim et al. 2018)
- The ALFALFA Extragalactic HI Source Catalog (Haynes et al. 2018)
- HyperLEDA (Makarov et al. 2014)

- SDSS Skyserver
table : stellarMassPCAWiscBC03
(Bruzual & Charlot 2003)

GSWLC は Sloan Digital Sky Survey (SDSS) (Abolfathi et al. 2017) によって観測された天体のうち、赤方偏移 z が $0.01 < z < 0.30$ である約 700000 天体の情報が記載されたカタログであり、本研究で用いた SFR や銀河星質量は GALEX、WISE の観測から得られたスペクトルを組み合わせ、SED fitting を用いてより正確に求められたものである。

The ALFALFA Extragalactic HI Source Catalog は Arecibo L-band Feed Array (ALFA) を用いた The Arecibo Legacy Fast ALFA (ALFALFA) Survey (Giovanelli et al. 2005) による観測で得られた電波領域 (1335 MHz - 1435 Mhz) スペクトルに基づいて求められた銀河内の HI 質量についてまとめられたデータカタログである。この観測では、HI の超微細構造由来の 21 cm に対応する 1428 GHz 周りの電波を観測しており、本研究では $z < 0.06$ に位置する銀河約 31500 天体の、HI 質量を利用した。

HyperLEDA は複数の文献を用いて多くの天体に対する様々な物理量を取り入れることによって作成されたカタログであり、例えば銀河の形態に関する情報は 185 個の文献を引用し 532275 天体についての情報が記載されている (2018 年 7 月現在)。本研究ではこのカタログに含まれている銀河の回転速度情報を利用した。

StellarMassPCAWiscBC03 は SDSS Skyserver 上での SQL 検索によって得られるテーブルデータであり、星質量は Chen et al. (2011) に記載された方法から求め、その他の物理量に関しては Bruzual & Charlot (2003) の星種族合成モデルを用いて求めている。本研究ではこのカタログから銀河中心の速度分散を利用した。

2.2 Analysis

前節で記述した 4 つのカタログに対して Virtual Observatory (VO) データの利用を目的に開発された、カタログ・テーブルデータを扱うツールである VO Tool for OPERations on Catalogues And Tables

(TOPCAT) (Taylor 2005) を用いて天球座標面上で 1.0 [arcsec] 以内に位置する天体を同一のものとみなし、クロスマッチを行なった。4 つのカタログについてクロスマッチを行なった結果 789 個の天体を含む新たなカタログが得られ、ここには今回の解析に用いる物理量として SFR、銀河内星質量、HI ガス質量、銀河の回転速度、銀河中心の速度分散が含まれている。

また本研究では星形成に特に重要だと考えられる H_2 ガス質量について、現在の CO ガス観測から得られているデータを用いた場合、統計解析を行うために十分なサンプル数が得られなかったため、Obreschkow & Rawlings (2009) を参考に銀河の形態分類と HI ガス質量・ H_2 ガス質量の比の関係から推測したものを採用した。

物理量の相関度合いを示す相関係数の解析を行う際は、先ずコルモゴロフ・スミルノフ検定 (KS 検定) を行いそれぞれの物理量の分布を調べ、正規分布とはみなせないことが示されたため、スピアマンの順位相関係数を用いて相関係数の議論を行なった。

3 Results

本研究では 7 つの物理量の SFR に対する相関関係が得られた。それらの相関をそれぞれ図に表したものを以下に示す。

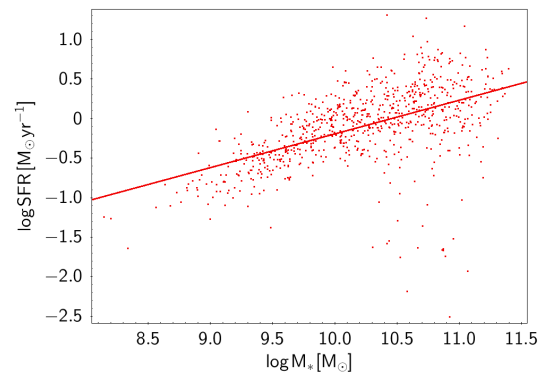


図 1: 銀河内星質量 (M_*) 対 SFR

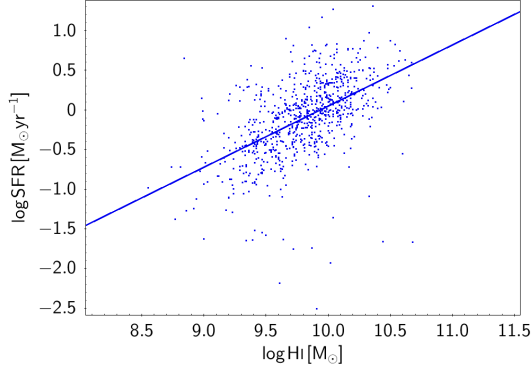


図 2: 中性水素原子 (H I) 対 SFR

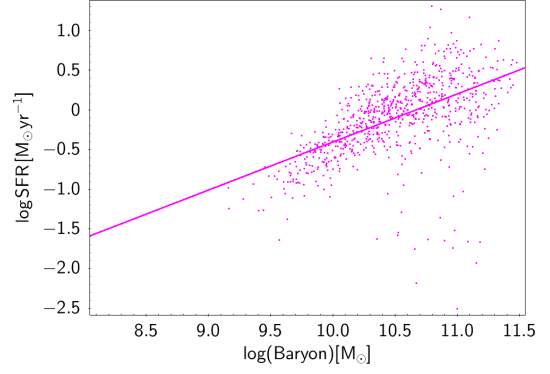


図 5: バリオン質量 (M_* + Coldgas) 対 SFR

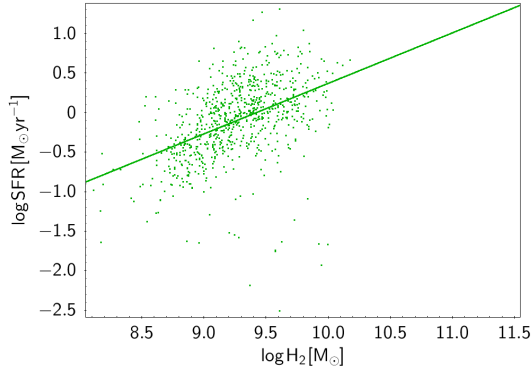


図 3: 水素分子質量 (H_2) 対 SFR

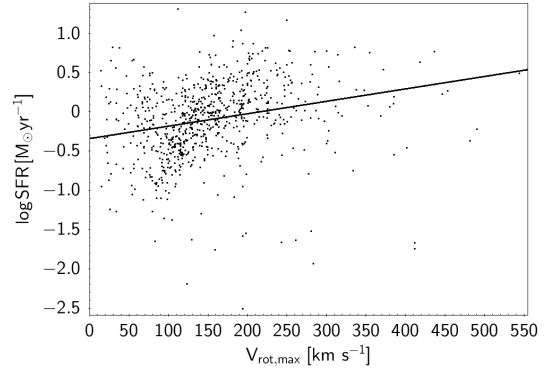


図 6: 銀河の最大回転速度 (V_{rot}) 対 SFR

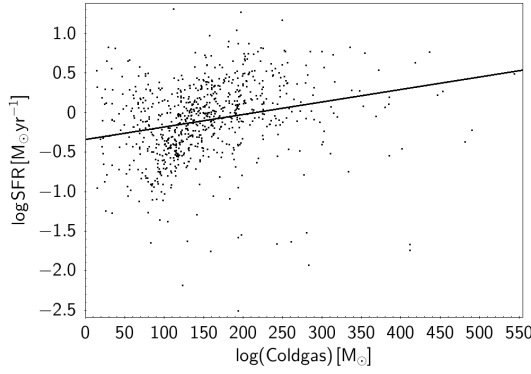


図 4: Coldgas ($\text{H I} + \text{H}_2 + \text{He}$) 対 SFR

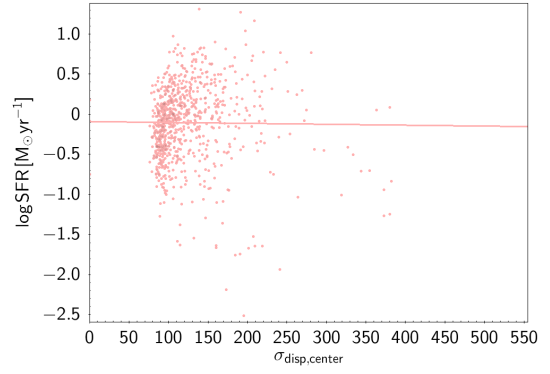


図 7: 銀河中心の速度分散 ($\sigma_{\text{disp,center}}$) 対 SFR

4 Discussion

今回得られた 7 つの回帰直線の傾きと相関係数を表にまとめたものを次のページに示す。

表 1 を見ると SFR に対して、ガス質量 (H I , H_2 , Coldgas)、星質量、バリオン質量については SFR と

の良い相関が見られる。一方で回転速度や速度分散といった力学的物理量との間には弱い相関が示されている。

この結果からは力学的な効果が SFR に強く影響しないと言えるが Aquino-Ortíz et al. (2018) による

と回転速度と速度分散の寄与を同時に考慮した場合、全ての銀河に対して銀河の星質量との強い相関が示されている。しかしながら本研究で得られたデータを用いた場合その様な相関は確認できなかったため、力学的効果と星形成の関係性については今後慎重に議論していく必要があると考えられる。

vs. SFR	α	r	r_{error}
M_*	0.426	0.588	+0.045 −0.049
H I	0.771	0.584	+0.045 −0.049
H ₂	0.639	0.523	+0.050 −0.054
Coldgas	0.785	0.583	+0.045 −0.049
Baryon	0.606	0.619	+0.042 −0.046
V_{rot}	0.002	0.360	+0.061 −0.064
$\sigma_{\text{div,center}}$	-1.122e-04	0.220	+0.067 −0.070

表 1: SFR に対する各物理量の回帰直線の傾き α と相関係数 r、相関係数の誤差 r_{error}
相関係数の統計的有意性は p 値によって保証されている。

5 Conclusion

今回 GSWLC、ALFALFA、HyperLEDA、Stellar-MassPCAWiscBC03 の 4 つのカatalogを用いて得られた 789 天体について SFR に対する 7 つの物理量との相関を調べたところ、銀河を構成する質量の各成分については相関が見られたが、力学的物理量との間には質量成分ほどの強い相関は見られなかった。今後は銀河の回転速度や速度分散などの力学的効果が銀河内ガスや星の成長にどのように影響し、星形成に寄与しているかを議論していく。

Reference

- Abolfathi, B., Aguado, D. S., Aguilar, G., et al. 2017, ApJ., 42
- Aquino-Ortíz, E., Valenzuela, O., Sánchez, S. F., et al. 2018, arxiv, 1806.09013, 16, 1
- Bruzual, G., & Charlot, S. 2003, MNRAS., 344, 1000
- Chen, Y.-M., Kauffmann, G., Tremonti, C. A., et al. 2011, 000
- Faber, S. M., & Jackson, R. E. 1976, ApJ., 204, 668
- Giovanelli, R., Haynes, M. P., Kent, B. R., et al. 2005, Astro J., 130, 2598
- Haynes, M. P., Giovanelli, R., Kent, B. R., et al. 2018, arxiv, 1805.11499
- Kennicutt, Jr., R. C. 1998, ApJ., 498, 541
- Makarov, D., Prugniel, P., Terekhova, N., Courtois, H., & Vauglin, I. 2014, A&A., 13, 1
- Noeske, K. G., Weiner, B. J., Faber, S. M., et al. 2007, ApJ., 10, 43
- Obreschkow, D., & Rawlings, S. 2009, MNRAS., 394, 1857
- Salim, S., Boquien, M., & Lee, J. C. 2018, ApJ., 859, 11
- Schmidt, M. 1959, ApJ., 129, 243
- Taylor, M. B. 2005, Astron. Data Anal. Softw. Syst. XIV - ASP Conf. Ser., 347, 29
- Tully, R. B., & Fisher, J. R. 1977, A&A., 54, 661

b2

ダークマターハローと恒星の相互作用に関する数値的研究

藤本 航輔 (千葉大学 融合理工学府 数学情報科学専攻 情報科学コース)

Abstract

ダークマターがニュートラリーノであるなら、最小スケールのダークマターハロー (マイクロハロー) は地球質量程度であると考えられている。銀河スケールなどの比較的大きいハローの中心部の密度構造は、半径の-1 乗程度に比例すると考えられていたが、マイクロハローでは中心部の密度構造は半径の-1.5 乗から-1.3 乗と大スケールのハローより鋭いカスプ構造であり、ハロー質量が大きくなるにつれてカスプが徐々に緩やかになることが分かってきた。またダークマター対消滅によるガンマ線のフラックスは、局所密度の 2 乗に比例するため、このようなマイクロハローが太陽近傍に生き残っているかは、ダークマター間接検出を考える上で重要である。

太陽近傍には多数の恒星が存在しており、それらが近接遭遇した時の摂動によりハローが崩壊する可能性がある。先行研究によると、最小スケールのハローでは恒星による近接遭遇を経験してもほとんど破壊されることなく生き残ると考えられている。

本研究では先行研究を拡張し、最小スケールだけでなく、同様に鋭いカスプ構造をもつそれより大きい質量のハローに対して、衝突パラメータを系統的に変化させた恒星遭遇の N 体シミュレーションを行い、密度構造の変化を調べた。その結果、最小スケールの 10 倍程度の質量を持つハローでは、恒星からハローの中心までの距離がビリアル半径の約 0.15 倍から 2.5 倍までの摂動では、少なくとも高密度な中心領域は生き残るという結果が得られた。

1 Introduction

ダークマターが重力相互作用により塊となることでダークマターハロー (以下ハローと省略する) を形成する。形成される最小スケールのハロー (以下マイクロハローと呼ぶ) は地球質量程度であると考えられている。それらのハローが繰り返して合体をして成長していく。ダークマター対消滅によるガンマ線のフラックスは、局所密度の 2 乗に比例するため、このようなマイクロハローが太陽近傍に生き残っているかは、ダークマター間接検出を考える上で重要である。

Navarro, Frenk & White(1997) は N 体シミュレーションを用いてハローの密度構造を調べ、ハローの質量にかかわらず NFW プロファイルと呼ばれる普遍的な密度構造

$$\rho(r) = \frac{\rho_s}{(r/r_s)\{1 + (r/r_s)\}^2}$$

であるということを主張した。 r はハローの中心からの距離、 ρ_s 、 r_s はそれぞれスケール密度とスケール

半径である。しかし、彼らの行ったシミュレーションは粒子の解像度が低いものであった。解像度が向上した最近の N 体シミュレーションではマイクロハローではこれと異なる密度プロファイル示すことがわかってきた。

Ishiyama(2014) は宇宙論的シミュレーションを行い、ハローの密度プロファイルを調べた。その結果、最小スケール付近のハローは中心部のカスプが $r^{-(1.5-1.3)}$ と NFW プロファイルよりも鋭いこと、そのようなカスプを持つ小規模ハローは合体によって密度カスプが徐々に緩やかになり、NFW プロファイルに漸近していく傾向にあるという結果を得た。このことから質量スケールの異なるハローは異なる密度構造を持つと言える。

太陽近傍には多数の恒星が存在しており、それらが近接遭遇した時の摂動により崩壊する可能性がある。Ishiyama(2010) では最小スケールのハローに対して恒星遭遇のシミュレーションを行った。その結果、最小スケールのハローでは恒星による近接遭遇

を経験すると、外縁部の密度は削られるが、中心部の密度はほとんど破壊されることなく生き残るという結果を得た。本研究では、この研究を発展させ、理想状況下ではなく実際のシミュレーションで生成されたハローを用いてシミュレーションを行う。先行研究では最小スケールのハローに対してシミュレーションを行っているが、本研究で用いるハローは最小スケールから 10 倍程度の質量を持つハローを用いて恒星遭遇のシミュレーションを行い、結果を検証する。

2 Methods

今回行うシミュレーションのハローの初期条件は Ishiyama(2014) による宇宙論的シミュレーション AN8192L800 から得られた質量スケールの異なる 2 つのハローを用いて行う。これらのハローは大きな宇宙論的シミュレーションから切り抜いただけであるため、ハローと無関係の他の小さな構造や粒子が含まれていることがある。特にハローの外縁部の構造が不安定である。その影響を少なくするため、それぞれのハローにシミュレーションを行い十分に時間を経過させ、構造が安定したものをを用いる。使用するハローを表 1 にまとめる。ハロー A, B の dynamical time はそれぞれ $t_{dA} = 12.4(\text{Myr})$ 、 $t_{dB} = 12.6(\text{Myr})$ である。1 粒子の質量はどちらも $3.70 \times 10^{-11}(M_{\odot})$ である。遭遇させる恒星は Ishiyama(2010) と同じ、質量 $1.0M_{\odot}$ 、速度 $2.0 \times 10^2(\text{km/s})$ のものを使用する。

表 1: 使用するハローのデータ

呼称	N	$M_{vir}(M_{\odot})$	$r_{vir}(\text{pc})$
ハロー A	324,957	1.12×10^{-5}	1.97×10^{-2}
ハロー B	788,111	2.57×10^{-5}	2.63×10^{-2}

シミュレーションには Tree PM コード GreeM (Ishiyama, Fukushige & Makino 2009) のツリー部分を用いる。シミュレーションに用いる各パラメータは $dt = 1.41 \times 10^{-1}(\text{Myr})$ 、 $\epsilon = 4.0 \times 10^{-4}(\text{pc})$ 、 $\theta = 0.5$ 、 $n_{crit} = 300$ と設定した。 dt はタイムステップ、 ϵ はソフトニングパラメータ、 θ と n_{crit} はツリー法の精度に関わるパラメータである。

用意したそれぞれのハローに恒星を遭遇させるシミュレーションを実行する。恒星を遭遇させる距離(インパクトパラメータ= b)を $2.5r_{vir}$ 、 $1.0r_{vir}$ 、 $0.5r_{vir}$ 、 $0.25r_{vir}$ 、 $0.15r_{vir}$ と変化させた場合のハローの内部構造の変化を見る。今回行ったシミュレーションを表 2 にまとめる。全てのシミュレーションは恒星を通過させた時を $t=0(\text{Myr})$ とし、 $t=0 \sim 27(\text{Myr})$ まで行った。

表 2: 実行したシミュレーションのまとめ

シミュレーション	使用ハロー	b (pc)
A: $2.5r_{vir}$	ハロー A	4.93×10^{-2}
A: $1.0r_{vir}$	ハロー A	1.97×10^{-2}
A: $0.5r_{vir}$	ハロー A	0.98×10^{-2}
A: $0.25r_{vir}$	ハロー A	0.49×10^{-2}
A: $0.15r_{vir}$	ハロー A	0.32×10^{-2}
B: $2.5r_{vir}$	ハロー B	6.58×10^{-2}
B: $1.0r_{vir}$	ハロー B	2.63×10^{-2}
B: $0.5r_{vir}$	ハロー B	1.32×10^{-2}
B: $0.25r_{vir}$	ハロー B	0.66×10^{-2}
B: $0.15r_{vir}$	ハロー B	0.47×10^{-2}

3 Results

A: $1.0r_{vir}$ 、A: $0.25r_{vir}$ のシミュレーションの時間進化を図 1 に示す。インパクトパラメータが小さいときほどハローの外縁部が削られていることが分かる。

シミュレーションの実行後のハローの構造を図 2、図 3 に示す。Initial はシミュレーション前のハローの構造を示しており、A:bMAX、B:bMAX は恒星を通過させないでシミュレーションした後のハローの構造である。密度プロファイルの傾き $d \ln \rho / d \ln r$ では A: $0.25r_{vir}$ 、A: $0.15r_{vir}$ 、B: $0.25r_{vir}$ 、B: $0.15r_{vir}$ の結果を省略した。全てのシミュレーションで少なくとも高密度の中心領域は生き残っていることが分かる。ビリアル半径外での恒星遭遇ではハローの質量は 90% 以上生き残る。ビリアル半径の 0.5 倍、0.25 倍、0.15 倍での恒星遭遇ではそれぞれ 60%、10%、1% 程度の質量が生き残ることが確認できる。

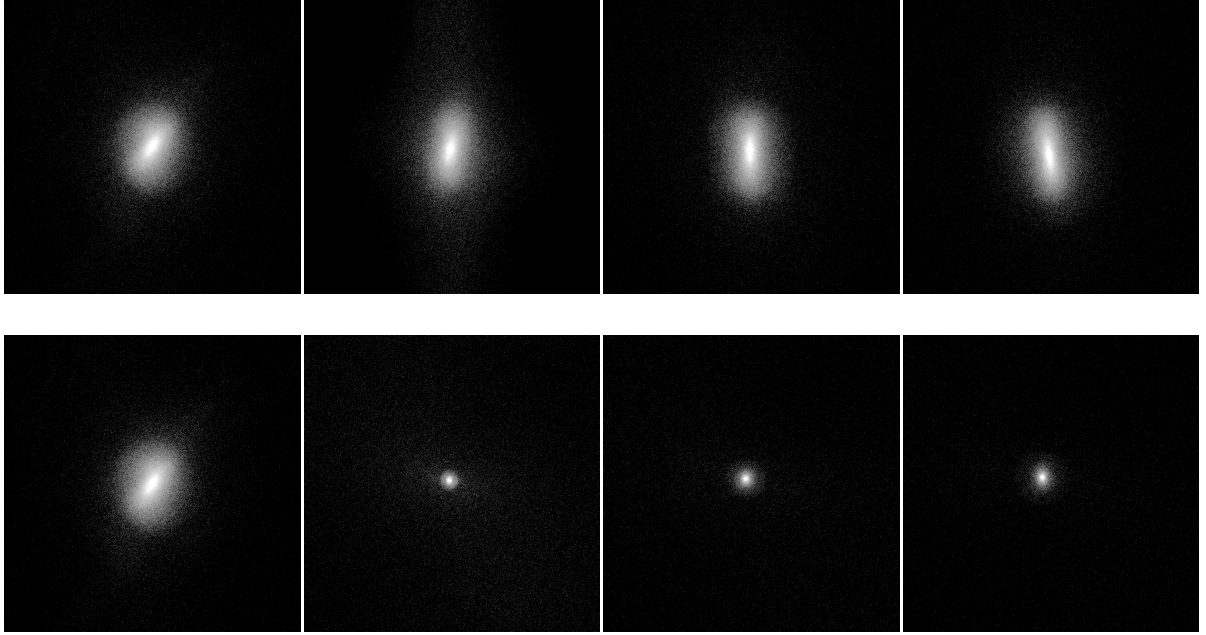


図 1: 恒星シミュレーションの様子。上段が A:1.0 r_{vir} 、下段が A:0.25 r_{vir} 。左から $t=0, 9, 18, 27$ (Myr)。

4 Discussion

インパクトパラメータがビリアル半径の約 0.15 倍から 2.5 倍までの摂動では中心部の密度は高密度なままである。これは Ishiyama(2010) のマイクロハローは中心が高密度であるため銀河の大部分でほとんど破壊されずに生き残るという結果と一致している。A:0.5 r_{vir} と B:0.5 r_{vir} の密度プロファイルの傾きは中心付近では他のシミュレーションと同じ傾きをしているが外にいくと傾きが異なっている。このことから中心部の密度はほとんど破壊されず外縁部が削られていることが読み取れる。ハロー A、ハロー B どちらもインパクトパラメータがビリアル半径の 0.5 倍以下のとき質量生存率が大きく減少してしたが、質量が 99%失われても中心部の密度が生き残っていればガンマ線の光度にほとんど影響しない (Ishiyama(2010)) ためハローは破壊されていないと考えられる。

ハロー A とハロー B では質量スケールが約 2 倍違うが、シミュレーション後のハローの構造に大きな違いは見られない。

5 Conclusion

Ishiyama(2010) の物理的な最小スケールのハローは恒星との遭遇によってほとんど破壊されないという結果を拡張し、宇宙論的シミュレーションから抽出された質量スケールがマイクロハローの 10 倍程度のハローを用いて検証を行った。その結果、最小スケールの 10 倍程度のハローでも恒星との遭遇によってほとんど破壊されないという結果が得られた。このことから、太陽近傍には最小スケール付近のハローが生き残っていると考えられ、その場所を明らかにすることができると、ダークマター検出に最も適した場所が明らかになることが期待される。

Reference

- Navarro, Julio F., Frenk, Carlos S., White, Simon D.M. 1996, ApJ, 462, 563
- Tomoaki Ishiyama 2014, ApJ, 788, 27
- Tomoaki Ishiyama , Junichiro Makino & Toshikazu Ebisuzaki 2010, Apj, 723, 195-200
- Tobias Goerdt, Oleg Y.Gnedin, Ben Moore, Jurg Diemand & Joachim Stadel 2007, MNRAS, 375, 191-198

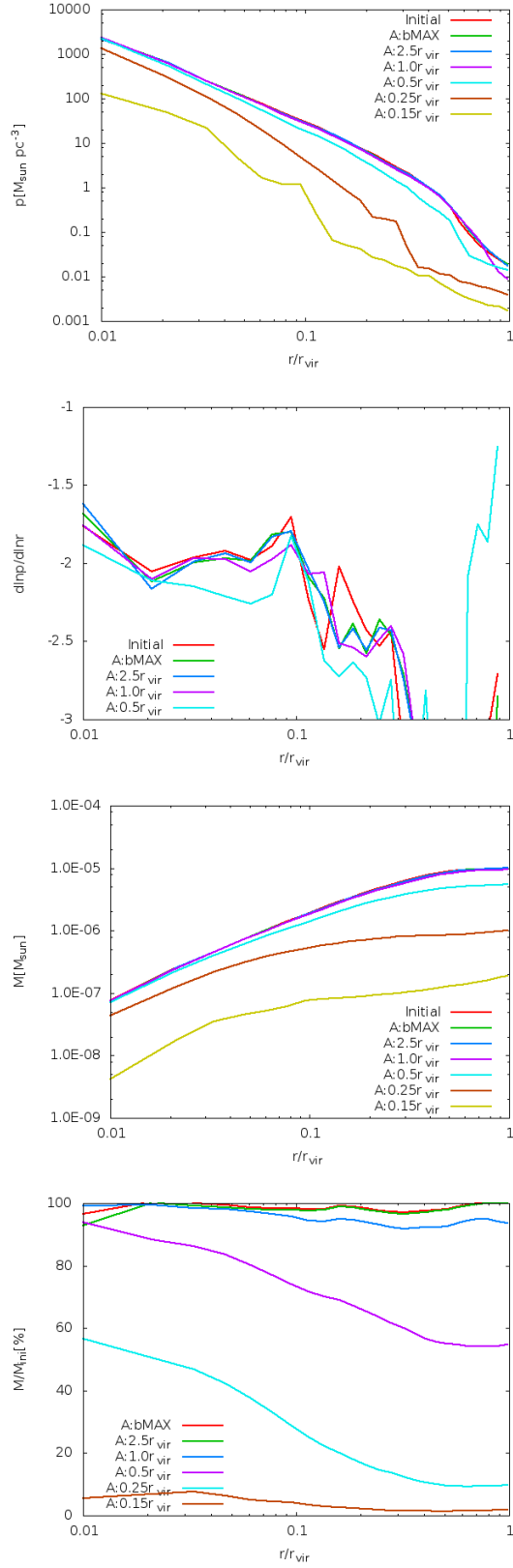


図 2: 恒星遭遇後のハロー A の解析結果。一番上の図は密度プロファイル。2 番目の図は密度プロファイルの傾き。3 番目の図は質量プロファイル。4 番目の図は質量生存率

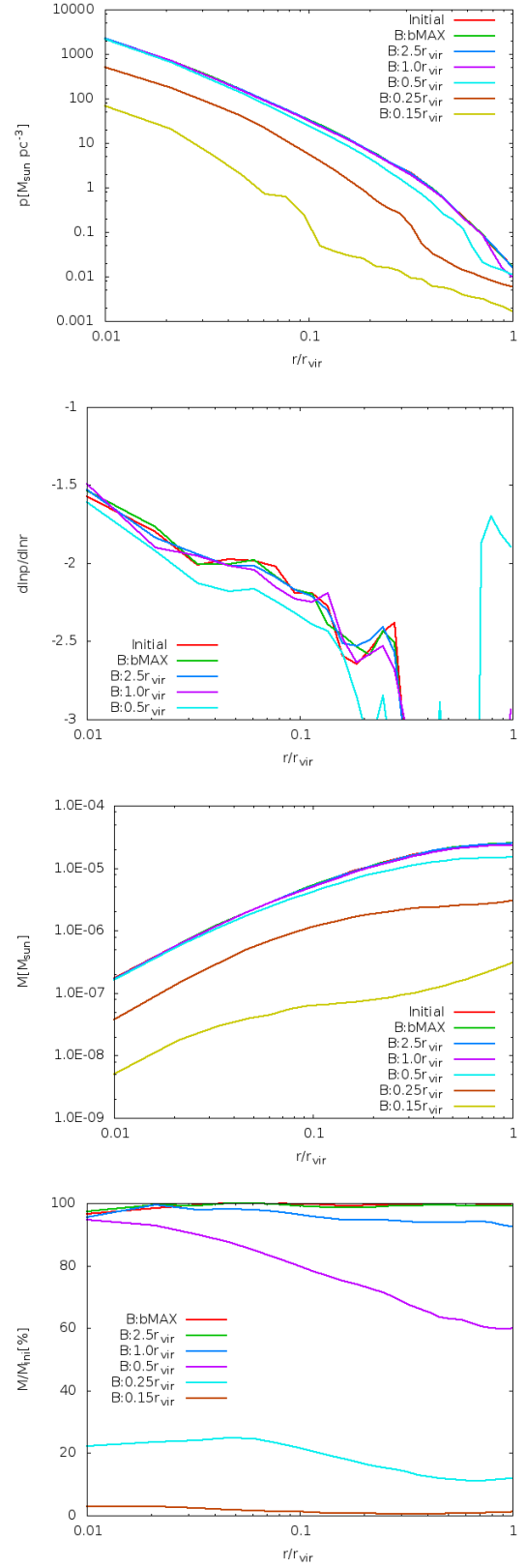


図 3: 恒星遭遇後のハロー B の解析結果。内容は図 2 と同様。

b3

銀河内のダストの質量進化と星形成タイムスケールの関係

長崎 早也香 (名古屋大学大学院 理学研究科)

Abstract

銀河に存在する固体微粒子 (ダスト) は, 星形成率 (SFR) やスペクトルエネルギー分布 (SED) などの銀河進化を反映する物理量に強く影響を及ぼす。ダストの形成の過程はダストの種類、量、サイズに依存している。従って、その形成過程の違いを考慮したダストの質量進化を理解することは、銀河進化を理解するうえで重要である。しかし、銀河に存在するダストは形成と成長、破壊を同時に経験しつつ進化するため、その進化は複雑である。

銀河のダスト質量進化を説明するプロセスには、星からの供給、成長、破壊があげられる。星からの供給には AGB 星と II 型超新星からの寄与がある。ダストの成長は、星間分子雲中でダスト表面へ重元素が降着することによるダストの質量増加や、ダスト同士の合体 (coagulation) が作用する。破壊機構として、超新星爆発時の衝撃波によるダスト破壊や、サイズ分布を変形する過程である破砕 (shattering) がある。Asano et al. (2013) はこれらのダストの形成源や形成過程を考慮した、ダスト質量の進化モデルを構築した (Asano モデル)。この Asano モデルではダスト質量進化が、これらのプロセスを通じて星形成タイムスケールに依存する。星形成タイムスケールが短い銀河は遠方スターバースト銀河の性質を表現でき、そのような銀河では星間分子雲中のダスト成長によって、豊富なダスト量が説明できると期待されている。しかし、あまりに強力なスターバーストを進化初期段階に経験すると、星間分子雲が消費され、ダストが成長できない可能性がある。

本研究では Asano モデルに基づいて、ダスト質量が星間物質中で成長できる星形成タイムスケールを定量的に検証した。

1 Introduction

ダストは $1\ \mu\text{m}$ 以下の重元素からなる固体微粒子で、銀河内に数多く存在し、その種類、量、サイズによって様々な物理過程に影響を与えている。ダストが与える効果の 1 つに銀河のスペクトルエネルギー分布 (SED) の変化がある。

星起源の光のうち、特に短波長側の可視光線や紫外線はダストによって吸収され、遠赤外線として再放射される。測光データから得られる SED は主に紫外から可視光の領域に限られているが、この領域はダストによる減光を強く受けている。このような場合、SED フィッティングから銀河年齢などを見積もる際にダストの影響を正しく評価することが重要である (Takagi et al. 2003)。図 1 は光学的厚さの違いによるダストの温度分布と SED を表している。光学的に厚いほど光の吸収量が増える。そのエネルギーは遠赤外線や紫外線として再放射される。

このように、銀河の SED から正確に情報を読み取るためには、ダストの与える影響を考慮することが必要である。

ダストを構成する重元素の大部分は、星の進化途中の質量損失や、星の進化の最終段階に起こる超新星爆発によって星から供給され、合成される。また、超新星爆発時の衝撃波によってダストの破壊も同時に起こっている。加えて、星間雲中で重元素がダストに降着することで、ダストの質量が増加する効果も考慮する必要がある。(Asano et al. 2013)

Asano et al. (2013) はこれらのプロセスを取り入れたダスト質量の進化モデルを構築した (以下 Asano モデルと呼ぶ)。このモデルで重要なパラメータに星形成タイムスケール τ_{SF} がある。星形成率 (SFR) は Schmidt law (Schmidt 1959) を仮定している。

$$\text{SFR} \propto M_{\text{ISM}}^n \quad (1)$$

今回、簡単のため $n = 1$ を仮定している。式 (1) よ

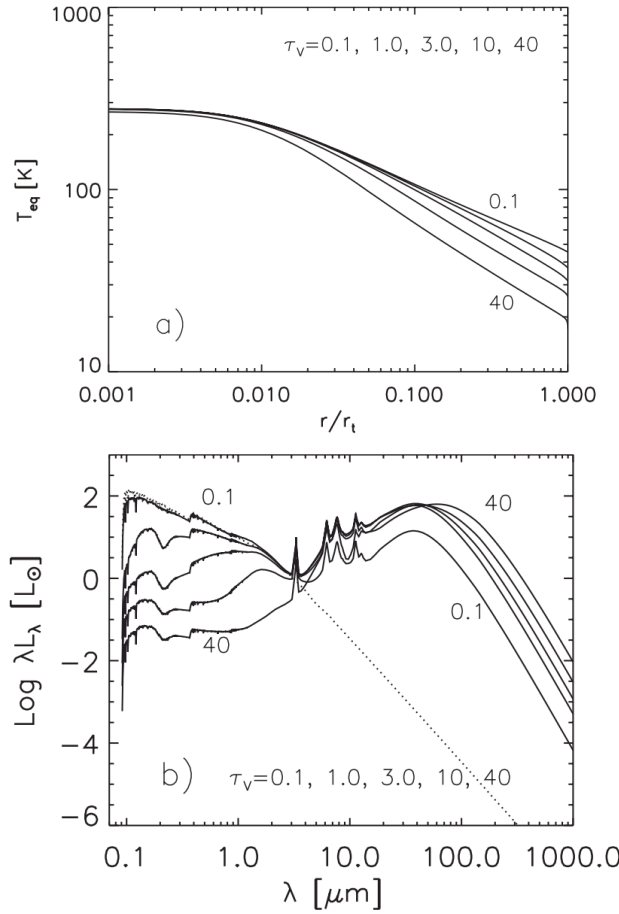


図 1: ダストの温度分布と SED。実線は光学的厚み τ_v が 0.1, 1.0, 3.0, 10 のときを表している。下図の点線はダストの効果がない場合の SED (Takagi et al. 2003)。

り、星形成タイムスケールを用いて SFR を表すと

$$\text{SFR} = \frac{M_{\text{ISM}}}{\tau_{\text{SF}}} \quad (2)$$

τ_{SF} が大きい場合は近傍銀河のような穏やかな星形成をする銀河の特徴を再現するのに適している。また、遠方スターバースト銀河では爆発的な星形成をしており、 τ_{SF} が小さい場合のモデルで表すことができる。遠方スターバースト銀河では星間分子雲中のダスト成長によって、豊富なダスト量を説明できるとしている (Asano et al. 2013)。しかし、ダストが成長する場所である星間分子雲は、星形成によって消費される。そのため、あまりに強力なスターバーストを経験すると、ダストが成長を始める前に星間

分子雲を使い果たしてしまう可能性がある。

本研究では、ダスト成長が効き始める星形成タイムスケールを定量的に検証する。

2 Model

銀河中に存在するダストは成長と破壊を同時に経験しながら進化していく。今回は以下の仮定のもとに、銀河内の総星質量 M_* 、ISM の総質量 M_{ISM} 、総金属質量 M_Z 、総ダスト質量 M_d の時間進化を追う。

- one-zone を仮定し、星から放出された質量は完全に ISM と混合し、その化学組成は均一になっている。
- ガスの流入をを考えないクローズドボックスモデルを仮定する。
- 星によるダストの形成源として $1-8M_{\odot}$ の軽い星には漸近巨星分枝星 (AGB 星) の寄与を、 $8-40M_{\odot}$ の重い星には II 型超新星 (SNe II) の寄与を採用した。

2.1 ダストの進化プロセス

ダストの進化プロセスとして AGB 星、II 型超新星、星間雲中でのダスト成長、ダスト破壊機構として超新星のショックを採用した。AGB 星は質量が $8M_{\odot}$ 以下の星の進化の後半段階で、質量放出の際にダストを放出する。質量の重い星は寿命を迎える時に超新星爆発を起こし、そのイジェクタの中でダストが生成される。今回は超新星爆発を生じる星の質量を $8M_{\odot}-40M_{\odot}$ とした。また超新星爆発が生じる際に、その衝撃波によってダストは破壊も経験する。

ダスト質量は星間分子雲中でのダスト成長によっても増加する。星間分子雲中に存在する原子や分子などがダストに付着することで質量が増加する。

2.2 銀河進化の方程式

基礎方程式を以下に示す。 R は星が放出するバリオンの質量、 R_Z は星が放出する金属量である。また、 Y_Z, Y_d はそれぞれ AGB 星や超新星爆発により

星から供給される重元素とダストの質量である。 η は星間分子雲の割合、 δ は重元素中のダストの存在量である。

$$\frac{dM_*(t)}{dt} = \text{SFR}(t) - R(t) \quad (3)$$

$$\frac{dM_{\text{ISM}}(t)}{dt} = -\text{SFR}(t) + R(t) \quad (4)$$

$$\frac{dM_z(t)}{dt} = -\frac{M_z}{M_d} \text{SFR} + Y_z(t) + R_z(t) \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{dM_d(t)}{dt} = & -\frac{M_d}{M_{\text{ISM}}} \text{SFR} + Y_d(t) \\ & -\frac{M_d}{\tau_{\text{SN}}} + \eta \frac{M_d(1-\delta)}{\tau_{\text{acc}}} \end{aligned} \quad (6)$$

3 Results

図 2 に星形成タイムスケールを変化させた時のダストの質量変化を示す。星形成タイムスケールが大きくなると、ダスト質量が急激に成長することがわかる。

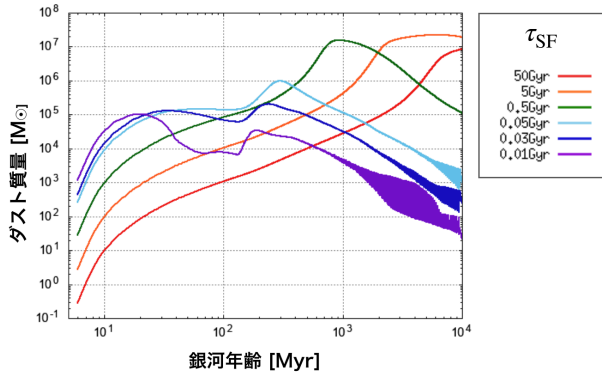


図 2: ダスト質量の時間進化。線の違いは星形成タイムスケールの違いを表している。星形成タイムスケールが 0.05 Gyr を越えると急激なダスト成長が顕著になる。

次にどの過程がダストの質量増加に対し支配的か調べるため、各ダスト形成過程で 1 Myr ごとのダスト質量の変化量を調べた。図 3 では図 2 のうち $\tau_{\text{SF}} = 0.5, 0.05, 0.01$ Gyr での結果を示す。 $\tau_{\text{SF}} = 0.5$ Gyr で質量増加が最大になるときは星間分子雲での重元素降着が効いている。しかし、 $\tau_{\text{SF}} = 0.05$ Gyr では

質量増加が極大になる 2 ヶ所は、星からの供給と星間分子雲での重元素降着がそれぞれ担っている。 τ_{SF} が 0.05 Gyr 以上小さくなると星からの供給による増加が支配的である。以上から、星間分子雲中でダストに重元素が降着することによるダスト成長は、 $\tau_{\text{SF}} = 0.05$ Gyr より大きいときに支配的になると言える。

4 Discussion

4.1 星からの供給の内訳

Asano モデルでは、星からの供給として若い星の進化の途中である AGB 星によるものと重い星の最終段階である超新星爆発によるものがある。重い星の方が寿命が短く 10 Myr 程度のため、星形成タイムスケールが短い時のダストの質量増加は超新星爆発によるものと考えられる。

4.2 モデルの整合性

今回はクローズドボックスモデルというガスの流入を考えない閉じた系で銀河進化を考えてきた。しかし、ガスの流入を考慮すれば星形成タイムスケールが極端に小さいスターバースト銀河でも星間分子雲が枯渇せずダストが成長可能になる可能性がある。

5 Conclusion

数値計算により、星間分子雲中でのダスト成長が効き始める星形成タイムスケールが、 $\tau_{\text{SF}} = 0.05$ Gyr であると明らかにした。また、ダスト成長が効かない、星形成タイムスケールが短い場合には、超新星爆発による星からの供給が質量増加に効果的である。

Reference

- Asano, R. S., Takeuchi, T. T., Hirashita, H., & Nozawa, T. 2013, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 432, 637
- Schmidt, M. 1959, 129, 243

2018 年度 第 48 回 天文・天体物理若手夏の学校

Takagi, T., Vansevičius, V., & Arimoto, N. 2003, Publications of the Astronomical Society of Japan, 55, 385

b4

PACS を用いた超高光度赤外線銀河 Mrk 231 の分光学的調査

福岡 遥佳 (東京大学大学院 理学系研究科 M1)

Abstract

本発表では、Fischer et al.(2010) についてレビューする。Fischer らはこの論文の中で、近傍 ULIRG(Ultra Luminous Infrared Galaxy) の一つである Mrk 231 の PACS による観測結果及び考察について述べている。観測結果によると、ULIRG の観測で初めて PACS の測定範囲内の今まで測定されたすべての fine-structure line が検出された。さらに、AGN や starburst galaxies と比較して、すべての fine-structure line/FIR(far infrared)luminosity 比が小さいことが分かった。この deficit の原因として、aged starburst、AGN を覆う部分的な covering が原因と考えられる。また、OH, ^{18}OH line の観測により、大質量、高速度な out flow が初めて検出された。これは、銀河合体中に散逸崩壊によって生成された分子円盤に沿って流出する現象と考えられる。

1 Introduction

ULIRG は、 $L_{\text{IR}} > 10^{12} L_{\odot}$ という赤外線領域だけで Quasar の全光度に匹敵する光度をもつ銀河である (Sanders, D. B., & Mirabel, I. F 1996)。図 1 (Goto, T et al. 2010) より、ULIRG は遠方ほど数が多くなるため、その性質の解明が銀河進化の理解にとって重要な役割を果たすと考えられている。また近傍宇宙において、ULIRG はガスが豊富な銀河同士の衝突・合体によるものだということが知られており、銀河同士の相互作用が引き金となり、爆発的な星生成や活動銀河核 (AGN) の形成を引き起こすと考えられている。この星生成と AGN がエネルギー源となり多量のダストを加熱し、ダストが熱放射により強い赤外線を発する。衝突した銀河は散逸崩壊するとともに楕円銀河へと進化すると考えられており、この進化過程の性質の解明が銀河進化の理解において重要であると考えられている (Lonsdale, C et al. 2006)。Markarian231(Mrk 231) は、近傍 ULIRG で最も明るい天体である。過去の研究から、中心の Quasar は半透明のダストで覆われており、face-on 分子トラスのような回転体の中心にあると考えられている。また、一般的な ULIRG 全光度への AGN からの平均的な寄与は 35-40 % 程度である結果に対し、Mrk 231 は ~70 % もの寄与を AGN から受け、25-40 % 程度の寄与を $120\text{--}250 M_{\odot}/\text{yr}$ の nuclear starburst から受けていると考えられている (Davies, R et al. 2007)。

Mrk 231 からは様々な fine-structure line や分子吸収線が観測されているが、検出器感度の不足や低い分解能のために正確な同定が不可能であった。そこで、電離・原子・分子領域を動力学的に同定し、銀河の重要な進化段階を明らかにするために、PACS(Photodetecting Array Camera and Spectrometer) による観測が行われた。

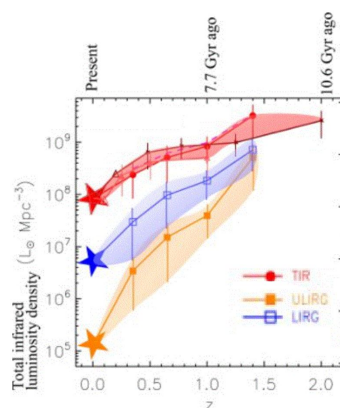


図 1: ULIRG の赤方偏移に対する光度密度 (Goto, T et al. 2010)

2 Methods

PACS は Herschel 宇宙望遠鏡に搭載された観測機器であり、2009 年に打ち上げられた。ULIRGs の観

測は、PACS の $55\text{--}210\mu\text{m}$ 波長帯をカバーする integral field spectrometer を利用している。この観測方法は、簡単に次のように説明できる。 $5\times 5\text{spatial pixel}$ ($1\text{spatial pixel}=9.4''\times 9.4''$) のイメージを直線状の $1\times 25\text{spatial pixel}$ にスライスして変換し、grating により分散する。最終的に、得られたスペクトルは空間情報を表す 25 個の要素の行および分散したスペクトルを含む 16 個の列を有する $16\times 25\text{pixel}$ の検出器で分析される。この時、 $5\times 5\text{spaxels}$ の中心にピークと連続 flux を配置することにより、精度よく観測できる。当初は、完全な calibration 手順が組み込まれていなかったため、Mrk 231 の既存の測光を用いて calibration された。calibration の不確かさは $\pm 25\%$ である。

3 Results and discussion

3.1 The fine-structure lines

観測された fine-structure lines スペクトルの一部を速度関数表示にして図 2 に示す。ここで、Mrk 231 の $z = 0.04217$ を 0 km s^{-1} と定義する。

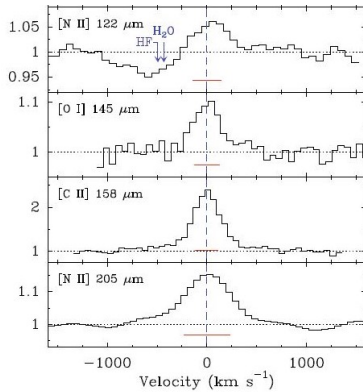


図 2: fine-structure line profiles versus velocity (Fischer, J et al. 2010)

ULIRG の観測で初めて、PACS の波長範囲内での今まで観測されたすべての fine-structure line が検出された。fine-structure line における FWHM の平均値は $\Delta v_{\text{avg}} = 235\text{ km/s}$ である。この結果は、過去に観測された CO(1-0) の FWHM と類似するため、fine-structure line での放射は中心の星生成

円盤と関連していると考えられる。[CII], [NII] line では、 -1000 km/s にも及ぶ blue wing が観測された。これは、outflow 速度と類似するため、 C^+ , N^+ が outflow に関連していることを示唆する。また、[NII] $122\mu\text{m}$ の blue wing は HF、 H_2O によるものであるが、[NII] $122\mu\text{m}$ における FWHM が他の fine-structure line のものと大差ないことから、HF、 H_2O は [NII] $122\mu\text{m}$ line flux に 50 % 以上影響しないと考えられる。

図 3 は、各 fine-structure line の FIR (far-infrared) luminosity における割合を、AGN、starburst galaxies と比較した結果である。この結果を参照すると、Mrk 231 で観測されたすべての fine-structure line が、AGN, starburst galaxies と比べて弱いということが読み取れる。

このような deficit が生じた原因として、次のような影響が考えられる。aging starburst は、soft な UV field を生じる。soft な UV field による低エネルギー UV 光子は、dust に吸収されても光電子を放出できないため、gas の加熱効率が減少し、結果 fine-structure line の減少を生じる。

また、[CII], [OI], FIR flux から PDR (Photodissociation region) をモデル化すると、 $G_0 \approx 6\times 10^3$, $n \approx 500\text{ cm}^{-3}$ となる (Sturm, E et al. 2010)。ここで、 G_0 は FUV ($6\text{ eV} < h\nu < 13.6\text{ eV}$) flux, n は gas density である。Mrk 231 の G_0/n 比は、ほかの銀河と比べて高い値である。 (sturm et al. 2010)。この高い G_0/n の結果も、deficit に影響する。dust 粒子に UV 光子が当たり光電子を放出すると、dust 粒子は正に帯電する。この正電荷にさらに光子が当たっても、負の電荷をもつ電子は静電気力によって引き留められ、余分なエネルギーを失う (望月賢治 1999)。よって放射密度が高い UV 放射場では、gas の加熱効率が減少し、deficit を生じる (Luhman et al. 2003)。

また、Mrk 231 の電離パラメータ U (粒子密度あたりの放射密度) は、 $U \approx 10^{-2}$ である。これは通常の銀河の値と比べて高い値である。 U が増加すると、dust に吸収される UV 光子の割合が増加し、gas 加熱に利用可能な光子の数が少なくなる。これは、dust-bounded model として知られる (Abel et al. 2009)。よって、高い U の値も deficit を説明すると考えられる。

さらに図 3 を参照すると、deficit と波長の関係には相関関係は見られず、波長による吸光の差は重要な役割を果たさないことが読み取れる。また、deficit とイオン化ポテンシャルの関係には、AGN との比較において、相関係数-0.78 の強い相関関係が存在する。ここで、前述の U が高くなると、高イオン化輝線が強くなるという傾向がある(中島王彦 2015)。しかし、図 3 で見られる傾向は逆相関である。よって、光学的に厚い塊、例えば face-on molecular torus のようなもので放射領域が覆われており、イオン化ポテンシャルが高い領域をより覆っていると考えられる。

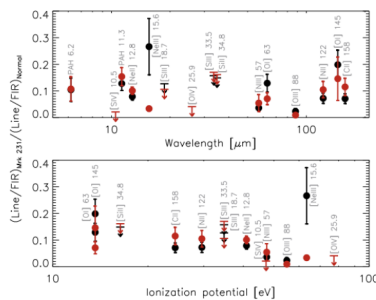


図 3: AGN,starburst galaxies との fine-structure line/FIR 比較。波長関数 (top) とイオン化ポテンシャル関数 (bottom) で表される。赤が AGN, 黒が starburst galaxies を表す (Fischer, J et al. 2010)。

3.2 The molecular outflow

図 3 は、119-120 μ m OH, 18 OH と 79 μ m H₂O, OH line profiles である。OH, 18 OH line では、P-Cygni profiles が見られる。

P-cygni profile とは、P-cygni(はくちょう座 P 星) で見つかったスペクトルである。図 4(left) のように中心星から流出ガスがある場合、輝線と blue shift した吸収線が観測される。Fig5(left) における斜線部分は、背景の星からの放射を吸収し、ガスの流出速度により blue shift してスペクトルに現れる。斜線以外の部分では、視線方向に熱源が存在しないため、輝線しか現れない。結果、図 4(right) のようなスペクトルが観測される。

よって、Mrk 231 では OH, 18 OH による molecule outflow が存在していると考えられる。OH 119 μ m

の blue-shift した吸収線は 1400km/s にも及ぶ。このような高い molecular outflow 速度や相対強度は今まで見られなかった結果である。

図 5(top) で見られる光学的に厚い OH119 μ m の不完全な吸収より、covering factor(図 5,middle,gas 雲により覆われた空の割合) を求め、 18 OH と OH 79 μ m の opacity(図 5,bottom) が求まる。velocity > -250km/s の場合、 $\tau_{\nu}(^{18}\text{OH } 120\mu\text{m}) \lesssim \tau_{\nu}(\text{OH } 79\mu\text{m})$ である。また、Einstein B 係数より、 $\tau_{\nu}(\text{OH } 119\mu\text{m}) = 40\tau_{\nu}(\text{OH } 79\mu\text{m})$ である。これらの関係から $N(\text{OH})/N(^{18}\text{OH}) < 40$ が導かれ、 $^{18}\text{O}/^{16}\text{O} > 1/40$ となる。この酸素同位体比は他の銀河と比べて非常に高い値である。また、advanced starburst stage の top-heavy 初期質量関数から予測される $\sim 1/50$ という値と非常に近い。top-heavy 初期質量関数では、大質量星ほど存在量が多くなることから、重元素の存在量が多くなることが知られている。よって、Mrk 231 で見られた高い $^{18}\text{O}/^{16}\text{O}$ 比は、恒星内元素合成モデルに強い制限を与えると考えられる。Rupke, D et al.(2005) によると、AGN,starburst 双方で大質量 out flow を持つことが示されているが、Mrk 231 で見られた高速度 out flow は、AGN によるものだと考えられる。Rupke et al. で見られた kpc に及ぶ outflow と速度が似ているため、Mrk 231 で見られる out flow は、AGN によって駆動され、銀河合体中に散逸崩壊によって生成された分子円盤に沿って流出し、星の材料となる分子を拡散させることにより、星生成を抑制する現象だと考えられる。

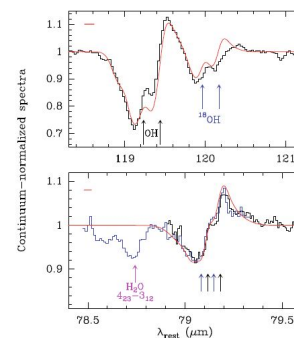


図 4: OH119 μ m と 18 OH120 μ m(top), OH79 μ m (bottom) における P-Cygni profiles(Fisher et al.2010)

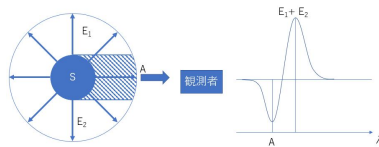


図 5: gas 流出 (left) による P-Cygni profile(right)

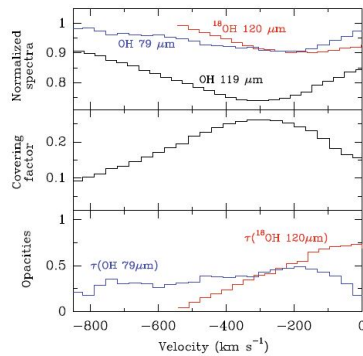


図 6: OH,¹⁸OH absorption の velocity profiles(top)。OH 119 μ m から求めた covering factor(middle)。79 μ m、120 μ m における opacity(bottom)(Fischer et al.2010)

4 Conclusion

PACS による Mrk 231 の観測から、全ての fine-structure line が deficit しており、原因として aging starburst や AGN を部分的に覆う不透明な塊の存在が示唆されることが分かった。また、OH,¹⁸OH で見られる outflow の存在は、AGN によって駆動されており、星の材料となる分子を拡散し、さらに分子円盤に沿って流出する現象であることが分かった。

今後、新しい赤外線天文衛星 SPICA が打ち上げられる予定である。SPICA は PACS の 100 倍の感度を持つため、より遠方の ULIRG を観測でき、銀河進化の解明が期待される。現在私は、SPICA 実現のため、搭載される冷凍機について実験を行う予定である。

Reference

- Abel, N, Dudley, C, & Fischer, J 2009, ApJ, 701,1147
 Davies, R, Mueller Sánchez, F, Genzel, R, et al. 2007, ApJ, 671,1388

Fischer, J., Sturm, E., & GonzalezAlfonso, E. et al. 2010, A&A, 518,L41

Goto, T, Takagi, T, & Matsuhara, H, et al. 2010, A&A, 514, A6

Lonsdale, C, Farrah, D, & Smith,H. 2006, Astrophysics Update 2,ed. J.Mason(Heidelberg: Springer Verlag) 285

望月賢治,1999, 天文月報,93(1),10-15

中島王彦,2015, 天文月報,108(1),51-58

Rupke, D, Veilleux, S, & Sanders, D. 2005, ApJ, 632, 751

Sanders, D. B., & Mirabel, I. F. 1996,ARA&A, 34, 749

Sturm, E, Verma, A, & Graciá-Carpio,J, et al. 2010, A&A, 518, L36

ひとみ衛星によるペルセウス銀河団を用いた 3.5 keV 輝線の検証

野村 義貴 (埼玉大学大学院 理工学研究科)

Abstract

ダークマター (DM) の候補であるステライルニュートリノの崩壊輝線と予想される未知の輝線が、ペルセウス銀河団を含む多数の銀河団の X 線スペクトルから、フラックス $9 \times 10^{-6} \text{phot s}^{-1} \text{cm}^{-2}$ で 3.5 keV 付近で検出されたと報告された (Bulbul et al. 2014 ; B14)。しかしながら、その輝線強度は 2.9 eV 程度と小さく、CCD による観測の限界を極めたもので、これを否定する結果も報告されていた。2016 年 3 月に、ひとみ衛星は、輝線感度において CCD を数十倍上回る X 線マイクロカロリメータ SXS でペルセウス銀河団を観測した。3.5 keV 付近の輝線を探索した結果、信号は 99 % 以上の信頼度で上限がフラックス $5 \times 10^{-6} \text{phot s}^{-1} \text{cm}^{-2}$ と求まった (Hitomi Collaboration 2017 ; H17)。B14 は多数の銀河団の積分であるので、直ちに矛盾するわけではないが、結果としては、ステライルニュートリノ由来と考えられる輝線は統計的に存在しないと結論付けられる。本発表は H17 のレビューであり、過去の検出値が棄却される過程を紹介する。

1 Introduction

DM はその存在の証拠は数多く見つかっているがその正体は未だ不明である。現在、DM の候補はニュートリノやアクシオンなどが挙げられており、その候補の 1 つで通常のニュートリノと逆向きのスピンを持つステライルニュートリノは崩壊輝線が X 線帯域に現れることが予想されている (Abazajian et al. 2001)。

XMM-Newton 衛星の MOS と PN を使って観測した多数の銀河団の X 線スペクトルにおいて、 $E \approx 3.55$ keV の不明な輝線が検出された (B14)。その信号はペルセウス銀河団の銀河中心で特に強く、Chandra 衛星も同じエネルギーの輝線をペルセウス銀河団から検出した。その後、多くのグループがペルセウス銀河団だけに限らず同じ輝線を検出したが、輝線を検出できないという報告もいくつかあがっていた (例えば、Tamura et al. 2015)。また、未知の輝線に対する DM 以外の説明も提案されている (Franse et al. 2016)。

検出された未知の輝線は等価幅で 2.9 eV 程度の上昇しかなく、それまで観測に用いられていた分解能が ~ 150 eV の CCD では、輝線感度の限界を極めることになる。これに対して、分解能が 4.9 eV の SXS を搭載したひとみ衛星が観測したペルセウス銀河団のスペクトル (Hitomi Collaboration 2016 ; H16) は、この未知の輝線について検証できる可能性を示した。

2 Data

解析に用いたデータは H16 で使われた 2 月 24-25 日の「観測 2」と 3 月 3-5 日の「観測 3」の合計 230 ks と、3 月 6-7 日の「観測 4」の 45 ks の合わせて 275 ks である。前者は銀河中心から約 1 分角ずれた方向で、後者は中心で 60 kpc $\times$ 60 kpc の領域を観測したものである。「観測 1」は中心から大きく外れたため含んでいない。

ひとみ衛星の SXS はまだ運用初期であったため、検出器を大気や打ち上げ直後の分子汚染から守るためのゲートバルブが閉まっており、その Be 入射窓が軟 X 線の光子を吸収していた。具体的には、エネルギー 3.5 keV において通常の観測時間の約 70 ks に相当する光子数について 1/4 ほど吸収される。

3 Analysis

H16 と同様に、各ピクセルで 6.7 keV の Fe XXV He α 線が同じエネルギーになるようにピクセル間の相対ゲイン補正を施して、ゲインの誤差と銀河団全体のガスの速度分散を抑える。これはガスの運動に合わせて補正することになり、DM はガスと共に移動しないため、DM の輝線は太くなる可能性がある。しかし、H16 より、ペルセウス銀河団の中心のガス

の速度分散は約 180 km/s であり、検出したい DM の輝線幅より遥かに小さいと考えられる。これは銀河団同士の速度分散に相当する 1300 km/s になる可能性もあり、ガスの速度分散の影響は無視できる。

かに星雲、G21.5-0.9 のスペクトルを用いて較正した Be フィルタ層の厚さ ($270 \pm 10 \mu\text{m}$) を用いた。この不確定性 $\pm 10 \mu\text{m}$ は $E = 3.5 \text{ keV}$ におけるフラックスの $\pm 2.5\%$ に相当する。ビンサイズは 2 eV で解析し、C 統計 (Cash 1979) でフィットを評価する。この帯域ではビン当たりのカウント数は約 200 であり、統計はほぼ $\sigma = \sqrt{N}$ のガウス分布である。

SXT の有効領域のモデル化によって、無視できない不確定性が生じる (Kurashima et al. 2016)。Au の M エッジ周辺の SXT の反射率は地上で測定され、他は (Henke et al. 1993) の値と組み合わせられている。地上測定値は Henke から約 1 % の系統的な不確定性を示し、一部は Au の M1 エッジの上の 3.43-3.68 keV の間にある。この不確定性の影響を定量化するために、地上での測定反射率を用いる面積曲線と Henke の値を用いる面積曲線の両方から結果の一部を導く。

4 Result

4.1 ICM モデル

ペルセウス銀河団のスペクトルを BAPEC 熱プラズマモデル (AtomDB 3.0.3beta2; Foster et al. 2012) でフィットした。銀河吸収は $N_H = 1.38 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ (Kalberla et al. 2005) を用いる。しかし、広帯域のスペクトルを得るには NGC1275 の AGN によるべき乗成分が必要である。このべき乗成分のスペクトルを求めるために、Chandra で観測した銀河中心から外れたペルセウス銀河団を抽出した結果、 $S_X \propto E^\alpha$ で定義されるべき乗の光子勾配 $\alpha = -1.8$ と吸収柱 $3.3 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ を得た。この成分をモデルに加えて、3-7 keV 帯域にフィットさせる。

2.85-4.1 keV のスペクトルを図 1 に示す。垂直エラーバーは各ビンにおける 1σ のポアソン不確定性、水平エラーバーはビンを示す。赤線はべき乗成分を含む BAPEC モデルである。角括弧は B14 の MOS スペクトル (赤色)、SXS が観測した領域と同じ領域の XMM-Newton 搭載の MOS によるスペクトル (青

色) について、未知の 3.5 keV 輝線のエネルギーに対して 90 % 有意な区間を示す。この帯域におけるフィットの BAPEC パラメータは、 $k_B T = 3.48 \pm 0.07$ keV、アバundance 0.54 ± 0.03 、速度分散 179 ± 16 km/s (アラインメントなしで 197 ± 16 km/s) である。これを C 統計値で評価すると、619 自由度で C 統計値 603 ($\chi^2 = 611$) であり良好である。

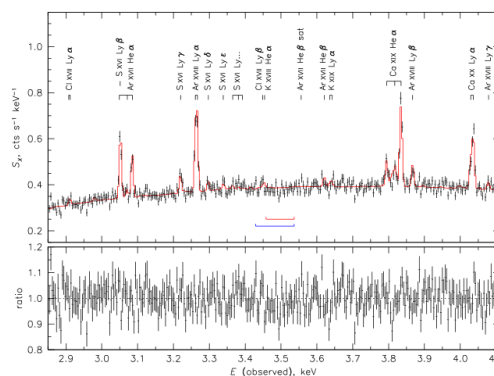


図 1: BAPEC モデルを用いたスペクトル。

4.2 3.5 keV 輝線の検証

定量的に比較するために、「観測 2,3」で SXS が観測した領域の MOS スペクトルを抽出し、B14 の推定を再現したスペクトルの 3.5 keV 輝線をモデル化する。特に、単一温度 APEC モデルと既知の原子線のガウシアンでフィットすることで 2.4-6 keV 帯域の MOS スペクトルをフィットする。このベストフィットの結果、 $f = (9.0 \pm 2.9) \times 10^{-6} \text{ phot s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ および $E = 3.54_{-0.04}^{+0.03} \text{ keV}$ を得る。これは B14 の図 15 に示されているフラックスをよく再現している。

CCD で検出できなかった静止系で 3.51 keV の K XVIII He α と 3.62 keV の Ar XVII He β 衛星線は、S XV He α (静止系で 2.46 keV), S XVI Ly α (2.62 keV) の輝線を使って制限が定められる。測定された S XV, S XVI のフラックスは、 $(9.0 \pm 1.2) \times 10^{-5}$, $(2.15 \pm 0.05) \times 10^{-4}$ phot s $^{-1}$ cm $^{-2}$ である。これらの輝線の比は、2.9 keV の温度に対応する。K, Ar は S 輝線を出す同じ気相に由来する可能性が高いため同じアバundanceと仮定すると、この温度と S 輝線のフラックスから K 輝線のフラックスが予測できる。K XVIII は

フラックス比 (1 : 0.5 : 2.3) をもつ三重項 (3.47, 3.49, 3.51 keV) であることから、3.51 keV の K XVIII 輝線のフラックスが 2.0×10^{-6} phot s $^{-1}$ cm $^{-2}$ と推定される。ただし、温度とアバundanceの変動を考慮に入れて 3σ に対応する 0.1-3 倍の範囲で変化させ、この上限を 6×10^{-6} phot s $^{-1}$ cm $^{-2}$ で定める。また、Ar XVII 衛星線は Ar XVII 共鳴/衛星線比から推定できる。測定した Ar XVII He α は 3.12 keV, $(6.0 \pm 0.3) \times 10^{-5}$ phot s $^{-1}$ cm $^{-2}$ であるから、衛星線のフラックスは 2.1×10^{-7} phot s $^{-1}$ cm $^{-2}$ と推定でき、0.1-3 倍の範囲で 6.3×10^{-7} phot s $^{-1}$ cm $^{-2}$ に上限が定められる。

まず、SXS スペクトルの輝線のフラックスを MOS のフィットによる推定フラックスと比較する。3.45 keV で観測された K XVIII He α と Cl XVII Ly β の混合フラックスは、 $(4.6 \pm 2.6) \times 10^{-6}$ phot s $^{-1}$ cm $^{-2}$ であり、上限と矛盾しない。3.556 keV で観測された Ar XVII 衛星線のフラックスは、 $(1.5 \pm 1.4) \times 10^{-6}$ phot s $^{-1}$ cm $^{-2}$ であり、上限と矛盾しない。B14 で MOS スペクトルの上限が控えめになった原因は、K XVIII については S XV He α に Si XIV Ly γ のわずかな寄与を含めず、Ar XVII 衛星線については SXS で約 2 倍強い S XVI Ly β 輝線と Ar XVII He α の混合を無視したためであると考えられる。

このフィットにおける MOS の 3.5 keV 輝線と SXS スペクトルの整合性を確認する。ベストフィットした (単一温度 APEC モデルと既知の原子線のガウスアンでフィットした) MOS フラックスと、同じエネルギー帯域のベストフィットした (BAPEC モデルと AGN のべき乗成分でフィットした) SXS フラックスとの C 統計値の差 ΔC を図 2 に示す。エネルギー間隔は B14 の未知の 3.5 keV 輝線のエネルギーに対して 90 % 有意な (図 1 の赤角括弧の) 区間である。色分けは、輝線幅の異なる曲線を表し、黒線は乱流によるガスの速度分散 180 km/s、赤線はメンバー銀河の速度分散に相当する 1300 km/s、青線は中間的な場合である 800 km/s (銀河分散上に投影された cD 銀河の領域における分散に相当) をそれぞれ表す。幅が広い輝線については、輝線なしのフラックスについても ΔC を示す (赤破線)。エラーバーは前述の SXT の有効領域による系統的な不確実性を示しており、どの場合も影響を受けるが最も重要な幅が広い輝線の場合のみ示す。点線は $\Delta C = 9$ を表し、ガウス誤差

の 3σ に対応する。この図から MOS フラックスの値は SXS スペクトルと一致せず、最小でも $\Delta C=12$ であることが読み取れる。

上記の ΔC はひとみ衛星の統計的な制限しか与えることができない。同じ領域のひとみ衛星と XMM MOS でどのように矛盾しているか考える。まず、ガウス分布を仮定した XMM の 1 パラメータから輝線エネルギーとフラックスをランダムに引き出すようなモンテカルロシミュレーションを実行する。次に、ひとみ衛星の統計的不確実性を使って輝線エネルギーとフラックスをランダムに引き出すようなモンテカルロシミュレーションを実行する。幅が広い (1300 km/s) 輝線の場合、SXS の輝線フラックスは既定の有効面積を使用した試行の 99.2 % で、Henke の面積曲線を使用した試行の 98.9 % で、または SXS の輝線なしのフラックスと同じ統計誤差を使用する試行の 97.2 % で XMM フラックスを下回った。ひとみ衛星の誤差が小さくなる狭い (180 km/s) 輝線の場合、3 つすべての場合の誤差は 99.7 % である。

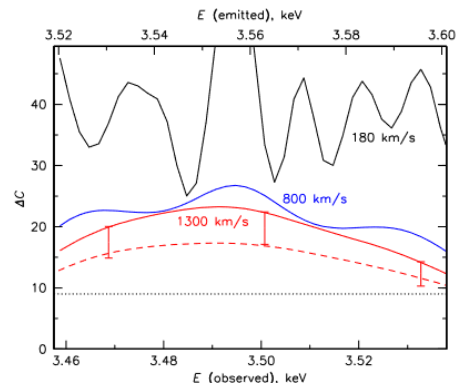


図 2: MOS フラックスと SXS フラックスの間の ΔC 。それぞれの色の意味については本文を参照のこと。

図 3 は $\Delta C = 9$ (ガウス分布の場合は $\pm 3\sigma$) において、幅が狭い輝線と広い輝線に対して、上限と下限をもつベストフィットした SXS フラックスを示している。実線はフラックス、影付きの領域は $\Delta C = 9 (\pm 3\sigma)$ の上限と下限をそれぞれ表す。色分けは、黒線および灰色の影が乱流による輝線、赤線およびピンクの影が DM 輝線に相当する。マゼンタの輪郭線は最大のフラックス制限を表す。赤色と黒色のエラーバーは有効領域の系統的な不確実性を表し、狭い輝線でこ

の効果は無視できるため 1 か所のみ示される。図上の角括弧は XMM MOS と PN について、未知の 3.5 keV 輝線のエネルギーに対して 3σ の有意な区間を示す。 $5 \times 10^{-6} \text{phot s}^{-1} \text{cm}^{-2}$ のフラックスは等価幅 $\approx 1 \text{ eV}$ に相当する。青い十字は 1 パラメータあたり 1σ の不確定性を伴う SXS が観測した領域と同じ領域の MOS 検出を示す。右の縦軸は対応するステライルニュートリノの減衰率 Γ の近似値を示す。

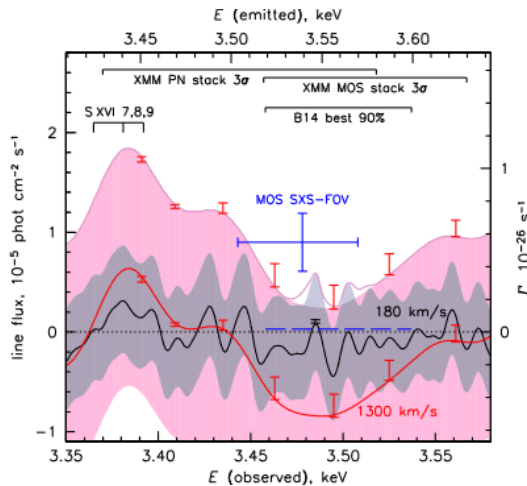


図 3: 幅が狭い輝線と広い輝線に対して、上限と下限をもつベストフィットした SXS フラックス。

5 Discussion

ひとみ衛星によるペルセウス銀河団の中心付近の観測で得られたスペクトルを分析して、B14 で報告されたエネルギー付近の輝線を特定した。

SXS が観測した領域と同じ領域において 3σ の有意さしかない XMM MOS の不確定性を考慮に入れて、B14 の推定を再現した XMM MOS の 3.5 keV 輝線とひとみ衛星の測定値を比較すると、幅が広い輝線については 97 % の有意さで矛盾し、ICM からの狭い輝線については 99.7 % で矛盾する。

B14 で示された異常に明るい K XVIII He α 、Ar XVII He β 衛星線が 3.5 keV 輝線である可能性は棄却できる。これらの輝線のフラックスは上限と矛盾せず、MOS の 3.5 keV 輝線のフラックスよりも低い。

ひとみ衛星の分解能が XMM より非常に高いことを考えると、XMM との矛盾は、XMM の系統的な

確定性に起因すると考えられる。原因の検討は後の論文に譲る。B14 では理由の 1 つとして、3.5 keV 輝線の等価幅で 2.9 eV の上昇は、CCD の分解能の輝線感度の限界を極めており、観測機器の誤差で全て説明できると言及されている (B14 の図 7)。

図 3 の右の縦軸は、投影された DM 質量推定値の中央値を使用して、左軸上の輝線フラックスに対応するステライルニュートリノの崩壊率 Γ を示す。 Γ に関するひとみ衛星の 3σ の上限は、残念ながら以前の多くの制限より遥かに高い (例えば B14 参照)。これはペルセウス銀河団の核における ICM の高い X 線輝度、およびゲートバルブによる減衰と短時間の観測によるものである。

ひとみの観測は比較的短い、その結果は CCD 検出器の感度から劇的な改善を示している。ひとみ衛星の短い観測は B14 で報告された異常に明るい信号を除外した。しかし、DM のような遥かに弱い積み重ねられた試料の検出には、輝線がより簡単に検出できる天体を見る必要がある。星団の中ではそのような天体は熱的な系であり、ICM のバックグラウンドが低い、同じ輝線のフラックスでは等価幅が 1 桁高くなるはずである。カロリメータに大きな影響力を与える天の川銀河のような速度分散の低い系では、DM 輝線は狭くなるであろう。もちろん、DM 輝線を他の輝線と区別するためには、カロリメータでしか区別できない輝線を検出する必要がある。

Reference

- Bulbul E., Markevitch M., Foster A., et al. 2014, ApJ, 789, 13
- Hitomi Collaboration 2017, ApJ, 789, 13
- Abazajian K., Fuller G. M., & Tucker W. H. 2001, ApJ, 562, 593
- Tamura T., Iizuka R., Maeda Y., Mitsuda K., & Yamasaki N. Y. 2015, PASJ, 67, 23
- Franse J., Bulbul E., Foster A., et al. 2016, ApJ, 829, 124
- Hitomi Collaboration 2016, Natur, 535, 117
- Cash W. 1979, ApJ, 228, 939
- Kurashima S., Furuzawa A., Sato T., et al. 2016, Proc. SPIE, 9905, 99053Y
- Henke B. L., Gullikson E. M., & Davis J. C. 1993, ADNDT, 54, 181
- Foster A., Smith R., & Brickhouse N. 2012, ApJ, 756, 128
- Kalberla P. M. W., Burton W. B., Hartmann D., et al. 2005, A&A, 440, 775

b6

すざく衛星による楕円銀河 NGC 4325 の高温ガスの解析

辻 歩美 (金沢大学大学院 自然科学研究科)

Abstract

NGC 4325 はおとめ座銀河団中心の巨大な楕円銀河 M87 の南西に位置する X 線で明るい楕円銀河で、30 個程度の銀河からなる銀河群の中心天体である。同天体は 2014 年 12 月にすざく衛星で 17 ks 観測されており、本研究ではそのデータを解析した。その結果、NGC 4325 に付随するガスの温度は ~ 1 keV、元素量は銀河中心で 0.7 太陽組成であった。この結果は XMM-Newton 衛星の結果と矛盾しない。X 線輝度分布から、高温ガスは少なくとも $4'-5'$ (120–150 kpc) の広がりを持ち、南北方向に若干の異方性が見られた。力学質量に対するガス質量の割合は $\sim 2\%$ となり、銀河群として典型的な値に入っている。NGC 4325 はおとめ座銀河団の中心から離れたところに存在し、銀河団ガスとの相互作用はしておらず銀河群ガスが剥ぎ取られずに残っていると考えられる。

1 Introduction

銀河団は数百から数千の銀河が重力的に束縛された宇宙最大の天体であり、衝突・合体によりボトムアップ的に進化していく。銀河団内は温度数千万 K の銀河団ガス (ICM) で満たされており、衝突にともなって、銀河の周辺の高温度ガスと ICM との間にはさまざまな相互作用が生じる。観測によりその特徴を探ることで、銀河団の衝突・合体の理解につながることが期待される。銀河や銀河団の進化を考えるうえで重要なプロセスの一つが動圧剥ぎ取り (Gunn & Gott 1972) である。これは銀河が銀河団中を移動する際に ICM から受ける動圧によって銀河に付随するガスが剥ぎ取られる現象で、ICM の密度が高い銀河団中心ほど影響が大きい。このプロセスの証拠となる特徴的な構造はおとめ座銀河団の銀河でも複数見つかっている。例えば、おとめ座銀河団の中心近くに位置する楕円銀河 M86 では、動圧剥ぎ取りが示唆される特徴的な構造が見られ (Randall et al. 2008)、力学質量に対するガス質量の割合が ~ 0.01 と小さいことから、M86 を中心とする銀河群のガスが剥ぎ取られている最中であると考えられている (Hishi et al. 2017)。本研究ではおとめ座銀河団の中心の楕円銀河 M87 の南西に位置する X 線で明るい楕円銀河 NGC 4325 に着目し、高温ガスの構造や特徴について解析を行った。NGC 4325 は 30 個程度の銀河から成る銀河群の中心天体であり (Laganá et al. 2015)、観

測された X 線放射は中心銀河と銀河群ガスからの放射と考えられる。同天体は XMM-Newton 衛星でも観測されており、温度は ~ 1 keV 程度、表面輝度分布は β モデルでよく表される (Laganá et al. 2015, Lovisari et al. 2015)。また、Chandra 衛星の結果では半径 $< 0.6'$ の領域で南北方向にガスの広がりがあり、表面輝度分布の異方性が報告されている (Russell et al. 2007)。本研究では、銀河周辺の薄く広がったガスの構造をより詳細に調べることを目的として、すざく衛星による NGC 4325 の観測データを解析した。なお、NGC 4325 の赤方偏移 $z = 0.0257$ より、銀河までの距離は 107 Mpc とする。 $1'$ は 31 kpc に相当する。

2 Data analysis & results

本解析で使用したデータ (ObsID: 809110010) はすざくで 2014 年 12 月 6 日に約 17 ks 観測された。解析ツールとして HEASoft (ver. 6.22) を用い、表面輝度は XIS1 のみ、スペクトルは XIS1 と XIS3 を用いて解析を行った。cleand event ファイルを使用し xselect で各領域のスペクトルおよびイメージを作成した。rmf ファイルは “xisrmfgen” を用いて作成した。また、arf ファイルは半径 $20'$ の一様に広がった放射を仮定し、“xissimarfgen” (Ishisaki et al. 2007) を用いて作成した。非 X 線バックグラウンド (NXB)

のスペクトルとイメージを“xisnxbgen”を用いて作成し、バックグラウンドとして差し引いた。

2.1 Spectral analysis

図 1 左に示すように、中心から半径 $1'$ の円、半径 $1'-2'$ の円環、半径 $2'-4'$ の円環、半径 $4'-8'$ の円環の 4 つの領域のスペクトルを抽出した。銀河ガスの他に、おとめ座銀河団の銀河団ガス (ICM), 前景放射として局所高温バブルと銀河系ハローを考え、それぞれ光学的に薄いプラズマからの放射モデル (APEC モデル) を当てはめた。また背景放射として宇宙 X 線背景放射を考え、べき関数モデルを当てはめた。局所高温バブル以外の成分には銀河系ガスによる光電吸収を考慮した。XIS1 と XIS3 のそれぞれ 4 領域のスペクトルを同時フィットし、銀河以外の成分はパラメタを共通にした。また、元素組成は Asplund et al. (2009) を参照した。

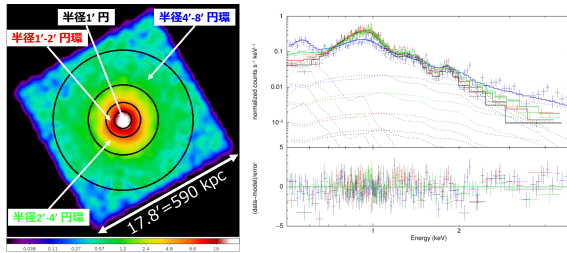


図 1: 左: 0.5–5.0 keV のイメージ (XIS1+XIS3) とスペクトルフィッティングの領域, 右: 各領域のスペクトルとベストフィットモデル (XIS1 のみ表示)

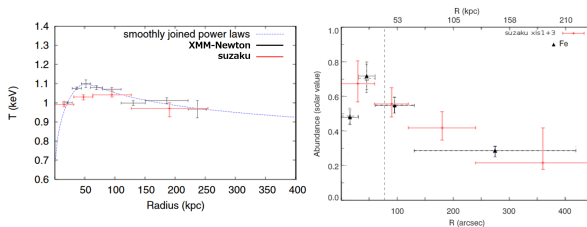


図 2: 左: 温度プロファイル, 右: 元素量プロファイル (Laganá et al. 2015 の図にすざくの結果を重ねて表す)

フィット結果を図 1 右に示す。得られた温度と元素量の半径依存性を図 2 に示す。温度は $kT \sim 1$ keV となり Laganá et al. (2015) の結果とほぼ一致した。温度プロファイルを見ると XMM-Newton の結果では ~ 50 kpc で温度が ~ 1.1 keV まで高くなっているが、すざくでは中心を分解することは難しく、なまされているように見える。元素量プロファイルは銀河中心から外側に向けて元素量が小さくなる傾向が XMM-Newton の結果と同様にすざくでも見られた。

2.2 Image analysis

0.8–1.2 keV のエネルギー帯域のイメージについて、NXB を差し引いた後に vignetting 補正を行った。銀河中心から $0.5'$ 刻みで $8'$ まで分割した円および円環領域において表面輝度を求め、得られた表面輝度分布を β モデル (Cavaliere & Fusco-Femiano 1978) でフィッティングし、ガスの広がりを評価した。 β モデルは銀河団ガスの 2 次元表面輝度分布を表すモデルとしてよく用いられ、以下のように表される。

$$S(r) = S(0) \left[1 + \left(\frac{r}{r_c} \right)^2 \right]^{-3\beta + \frac{1}{2}} \quad (1)$$

ただし、 r_c はコア半径、 $S(0)$ は中心での表面輝度である。フィット結果を図 3 に示す。コア半径は $r_c = 0.77' \pm 0.18'$, $\beta_{\text{fit}} = 0.81 \pm 0.07$ となった。Lovisari et al. (2015) によれば、 $r_c = 11$ kpc ($= 0.35'$), $\beta = 0.566$ であり、本研究の結果と比べてそれぞれ ~ 2 倍、 ~ 1.4 倍小さい。 r_c の食い違いの原因として、すざくの角度分解能 (HPD) が $2'$ 程度であり、中心核を分解できていないことが考えられる。これは輝度分布を作成する際に最も内側の領域を $0.5'$ にしたため、輝度がなまされて実際の値よりも中心輝度 $S(0)$ が低く見積られた結果だと考えられる。Laganá et al. (2015) の輝度分布の半径 $0.5'$ までの counts を足し合わせ平均輝度を求めると、実際の中心輝度より factor 2 程度低くなることが分かった。

図 4 左のすざくのイメージでは南北方向にガスがより広がり、西方向にはあまり広がっていないように見えたので、東西南北の 4 領域 (図 4 左) について中心から $40''$ 刻みで $8'$ まで分割し作成したそれぞれの表面輝度分布を比較した。ただし、異方性を調

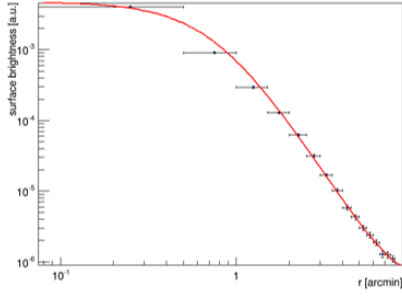


図 3: 表面輝度分布と β モデル + 定数でフィッティングした結果

べることが目的であるため、ここでは vignetting の補正は行なっておらず、カウント数を増やすためにエネルギー帯域は 0.8–1.6 keV とした。東西領域の平均表面輝度に対する南北領域の表面輝度の比から (図 4 右), 半径 4′–5′ の領域において南北の表面輝度の超過が見られた。さらに定量的にガスの広がりを評価するために β モデルに定数を加えたモデルでフィッティングした。その結果得られた β はそれぞれ北領域は $\beta_{\text{north}} = 0.74 \pm 0.18$, 東領域は $\beta_{\text{east}} = 0.78 \pm 0.16$, 西領域は $\beta_{\text{west}} = 0.81 \pm 0.18$, 南領域は $\beta_{\text{south}} = 0.96 \pm 0.26$ となった。これらを比較すると北領域は他領域に比べてよりガスの広がりが大きいと示唆されるが、誤差を含めると有意であるとは言えない。

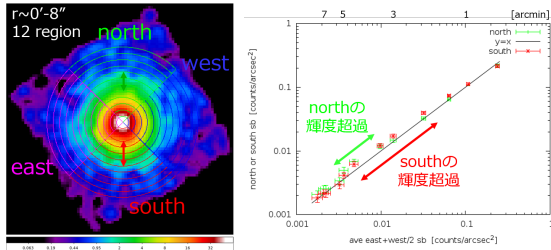


図 4: 左: 0.8–1.6 keV のイメージ (XIS1) と 4 領域 (図中の矢印は右図の輝度超過の領域を示す), 右: 東西領域の平均表面輝度に対する南北領域の表面輝度の比

3 Discussion

3.1 NGC 4325 の高温ガス

すざくのデータから, NGC 4325 の高温ガスは 4′–5′ (=120–150 kpc) 以上の広がりが確認できた。スペクトルから求められる β_{spec} は $\beta_{\text{spec}} \equiv \mu m_p \sigma^2 / kT$ と定義され, 銀河とガスのエネルギーの比を表す。NGC 4325 の速度分散 $\sigma_v = 298 \text{ km s}^{-1}$ (Laganá et al. 2015) を用いて $\beta_{\text{spec}} = 0.56$ となった。X 線で広がった放射を持つ銀河は一般的に $\beta_{\text{spec}} \sim 0.5$ を示す (Matsushita 2001)。これらのことから NGC 4325 は X 線で広がった放射をもち, 観測された X 線放射は銀河単体より大きなポテンシャル構造を持つ銀河群としての放射であると考えられる。表面輝度分布に際立った非等方性は見られないが, 南北方向 4′–5′ の領域で若干の輝度の超過が見られた。Russell et al. (2007) では半径 $r < 0.6'$ の領域で南北方向にガスの広がりが報告されており, すざくで見えるガスの広がりと方向は一致している。ただし, スケールが異なるので同じ要因であるかどうかは分からない。

3.2 ガス質量の見積もり

表面輝度分布が β モデルで与えられる場合, ガスの数密度の 3 次元分布は

$$n(r) = n(0) \left[1 + \left(\frac{r}{r_c} \right)^2 \right]^{-\frac{3}{2}\beta} \quad (2)$$

で与えられる。これを用いてガス質量を求めることができる。球対称を仮定し, ガスの密度を $\rho(r) = \mu_H m_H n_H$ とするとガス質量 M_{gas} は

$$M_{\text{gas}}(r) = \int_0^r 4\pi r'^2 \rho(r') dr' \quad (3)$$

で与えられる。半径 0.5′ の領域のスペクトルフィットで求めた APEC モデルの規格化定数から, 中心での電子数密度が $6 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$ と求まった。section 2.2 の結果に基づき, 電子数密度を factor 2 補正した。これを用いて $r < 6.5'$ の領域でのガス質量を計算したところ, $M_{\text{gas}} = 0.27 \times 10^{12} M_{\odot}$ となった。

一方、静水圧平衡を仮定すると、力学質量は密度と温度分布から以下のように表せる．

$$M_{\text{tot}}(r) = -\frac{kTr}{\mu m_{\text{H}}G} \left(\frac{d \ln \rho}{d \ln r} + \frac{d \ln T}{d \ln r} \right) \quad (4)$$

$$\simeq \frac{3\beta kTr}{\mu m_{\text{H}}Gr^2 + r_c^2} \quad (5)$$

ここで、密度勾配に対して温度勾配は小さいとして、温度勾配の項を無視した． $kT = 0.97 \text{ keV}$, $r_c = 0.77'$, $\beta = 0.66$ より、 $M_{\text{tot}} = 1.8 \times 10^{13} M_{\odot}$ となる．以上の結果から、ガス質量と力学質量の比は $\sim 2\%$ となる．Lovisari et al. (2015) によると、銀河群の力学質量に対するガス質量の割合は $0.02\text{--}0.1$ であり、下限ぎりぎりではあるが典型的な値の範囲には入っている．なお、XMM-Newton の結果ではガス質量の割合は $r_{2500} = 6.5'$ で 4% であった (Laganá et al. 2015)．

3.3 銀河団ガスとの相互作用

Forman et al. (1979) によると、動圧剥ぎ取りが起こるのは銀河団ガスによる動圧が銀河の高温ガスのポテンシャルを超えるときであり、以下のように示される．

$$\rho_{\text{ICM}} v^2 > \rho_{\text{ISM}} \sigma_{\text{gal}}^2 \quad (6)$$

NGC 4325 の中心の高温ガスの密度は $n_{\text{ISM}} = 12 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$ 、NGC 4325 の速度分散は $\sigma_{\text{gal}} = 298 \text{ km s}^{-1}$ (Laganá et al. 2015) より、 $\rho_{\text{ISM}} \sigma_{\text{gal}}^2 \sim 7 \text{ eV cm}^{-3}$ となる．おとめ座銀河団に対する NGC 4325 の相対速度は重力ポテンシャルエネルギーが運動エネルギーに変わったと仮定すると、

$$\begin{aligned} v &\sim \sqrt{\frac{2GM}{R}} \\ &= 340 \text{ km s}^{-1} \left(\frac{M}{1.2 \times 10^{15} M_{\odot}} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{R}{92 \text{ Mpc}} \right)^{-\frac{1}{2}} \end{aligned}$$

と見積もることができる．ただし、 M はおとめ座銀河団の質量 (Fouqué et al. 2001)、 R は銀河団中心から NGC 4325 までの距離である． R は我々からおとめ座銀河団中心までの距離 15 Mpc 、おとめ座銀河団の中心と NGC 4325 の離角 2.55 deg から求めた．銀河団中心からの距離 92 Mpc の位置での銀河団ガスの密度は $\rho_{\text{ICM}} < 1.0 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-3}$ と推定される

ので (Urban et al. 2011)、銀河団ガスによる動圧は $\rho_{\text{ICM}} v^2 \sim 0.07 \text{ eV cm}^{-3}$ と求められ、 $\rho_{\text{ISM}} \sigma_{\text{gal}}^2$ よりも非常に小さい．NGC 4325 は銀河団中心から離れたところにあり、まだ相対速度が小さいため、銀河群ガスがほとんどそのまま残っていると考えられる．

4 Conclusion

本研究では、すざく衛星を用いておとめ座銀河団に属する楕円銀河 NGC 4325 の高温ガスからの X 線放射について解析を行った．温度および元素量に関しては、XMM-Newton での結果 (Laganá et al. 2015) とコンシステントであった．すざくのイメージから高温ガスは少なくとも $4'\text{--}5'$ ($120\text{--}150 \text{ kpc}$) の広がりを持つことが確認できた．分布に著しい非等方性はないが、南北方向に若干の異方性が見られた．ガスの分布からガス質量と力学質量を求めたところ、力学質量に対するガス質量の割合は $\sim 2\%$ となり、銀河群として典型的な値であった．NGC 4325 はおとめ座銀河団の中心から離れており、銀河団ガスとの相互作用が小さいために、銀河群ガスが残っていると考えられる．

Reference

- Asplund et al. 2009, ARA&A, 47, 481
- Cavaliere & Fusco-Femiano 1978, A&A, 70, 677
- Forman et al. 1979, ApJ, 234 27
- Fouqué et al. 2001, A&A, 375, 770
- Gunn & Gott 1972, ApJ, 176, 1
- Hishi et al. 2017, PASJ, 69, 42
- Ishisaki et al. 2007, PASJ, 59, S113
- Laganá et al. 2015, A&A, 573, 66
- Lovisari et al. 2015, A&A, 573, A118
- Matsushita 2001, ApJ, 547, 693
- Randall et al. 2008, ApJ, 688 208
- Russell et al. 2007, MNRAS, 378, 1217
- Urban et al. 2011, MNRAS, 414, 2101

XMM 衛星データを用いた MCXC J0157.4-0550 の 2 次元温度密度構造の解析

楊 冲, 深沢 泰司, 岡部 信広, 宮岡 敬太 (広島大学大学院 理学研究科), 北口 貴雄 (理化学研究所)

Abstract

銀河団は宇宙最大の自己重力で束縛された系として宇宙最大の天体であり、数百から数千個の銀河を含む天体である。銀河団の観測的性質から、宇宙論パラメーターを制限することができる。宇宙の大規模構造の進化を理解するため、銀河団の衝突や合体を考察する必要がある。衝突銀河団の観測的に研究することで、可視光による銀河、X 線による高温ガス、重力レンズによる暗黒物質の衝突過程での緩和の違いがわかり、銀河団の形成、進化の解明が可能になる。これまで X 線で見つかった衝突銀河団が主に研究されてきたが、すばる HSC などのサーベイにより可視光による衝突銀河団の発見が進んでおり、X 線と可視光で発見された衝突銀河団は異なる衝突フェーズにあると考えられるので、両者の比較は重要である。衝突銀河団 MCXCJ0157.4-0550 は HSC サーベイ及び XMM のデータが両方あり、重力レンズのの情報も使える。MCXCJ0157.4-0550 は赤方偏移 0.1289 で、西の方はメイン銀河団で、北の方は銀河群である。可視バンドで銀河団は西の領域で集中している。X 線バンドで渦巻の形の特徴があり、衝突してきてる銀河団ガスが動圧を受けているような珍しい構造である。XMM-Newton のデータから、低エネルギーバンド (0.4-2.3keV) と高エネルギーバンド (2.3-7.5keV) を分けて、ハードスネス比マップを作り、2 次元温度マップを求め、2 つの銀河団ピークの周辺で温度構造が異なることが見えた。エントロピーマップはシミュレーションと比べ、衝突過程を推測した。本講演では、衝突銀河団 MCXCJ0157.4-0550 の 2 次元温度マップや圧力、ガス密度、エントロピーマップを議論することにより、この衝突銀河団の状態について考察する。

1 Introduction

銀河団は質量が $10^{14} \sim 10^{15}$ 太陽質量にも達する、自己重力で束縛された系として宇宙最大の天体である。銀河団は銀河、銀河団ガス (高温プラズマ)、暗黒物質から成り、それぞれが、可視光、X 線、弱い重力レンズ効果で観測される。銀河と銀河団ガスの総質量は全質量の 2 割程度であり、残りの約 8 割が暗黒物質で占められている。それゆえ銀河団の力学は暗黒物質が支配をしている。

冷たい暗黒物質に基づく階層的構造形成モデルによると、小さい天体が最初に形成され、それらの衝突合体を繰り返し、より大きな構造へと進化してきた。それゆえ宇宙最大の天体はごく最近形成され、宇宙初期の揺らぎの線形性を比較的保っていると考えられている。銀河団には、その周囲の大規模構造のフィラメントからの質量降着や、比較的大きなサイ

ズの天体による衝突が今も起こっている。大きな天体の数は少ないため、大規模な衝突は間欠的に起きていると考えられている。しかし、その開放する重力エネルギーは $10^{64} \sim 10^{65}$ erg にも達し、銀河団の構成要素に様々な影響を与える。特に、銀河団ガスは、衝突系の物質であるため、銀河団同士の衝突により、圧縮、バルク運動、乱流、流体的不安定性や衝撃波が生成され、銀河団ガスの物理状態を大きく変化させる。しかしながら、その物理解明の詳細は未だ十分であるとはいえない。また、この銀河団衝突によって、相対論的電子が加速され、広がったシンクロトロン電波放射として観測されているが、粒子加速の詳細な物理は未だ明らかになっていない。

衝突銀河団は、宇宙最大の天体が成長をしている現場を捉えたユニークな実験場であり、その詳細な物理過程の解明は、構造形成を理解する一つのアプローチである。銀河団衝突を統一的に理解するため

には、銀河、銀河団ガス、暗黒物質を直接観測する可視光、X 線、弱い重力レンズ効果によるデータを組み合わせる多波長研究が必要不可欠である。また、相対論的電子をみるシンクロトロン電波放射のデータとの比較を行うと粒子加速の詳細を明らかにすることができると期待される。

我々は、衝突銀河団の解明を目指し、XMM-Newton 衛星の X 線データと、すばる望遠鏡 HSC による銀河測光データと弱い重力レンズデータを組み合わせた多波長研究を現在遂行している。その過程で、X 線で見つかった銀河団のうち、衝突している銀河団ガスが動圧を受けているような珍しい構造に偶然出くわした。

2 XMM-Newton

XMM-Newton は欧州宇宙機関 (European Space Agency, ESA) の科学衛星であり、1999 年に打ち上げられ、今も天体を観測し続けている。X 線天文衛星 XMM-Newton は 3 つの Wolter I 型の反射鏡が搭載され、それぞれの焦点に X 線 CCD 検出器が置かれている。その大きな有効面積および広い視野が活きる拡がった天体の観測に適している。

衛星名	XMM-Newton	Chandra
検出器名	EPIC-MOS	ACIS
エネルギー帯	0.15~12 keV	0.1~10 keV
視野	30'	8'
有効面積 @ 1.5 keV	4650 cm ²	600 cm ²
空間分解能	8''	0.5''
エネルギー分解能 @ 6 keV	130 eV	150 eV
軌道半径 近地点	13000 km	10000 km
軌道半径 遠地点	120000 km	140000 km

表 1: XMM-Newton、Chandra 衛星に搭載された X 線望遠鏡および CCD カメラの性能比較

3 Analysis of MCXC J0157.4-0550

現在の研究は衝突銀河団 MCXC J0157.4-0550 の X 線解析を行なっている。図 1 に、XMM-Newton による同銀河団の 2 バンドでの X 線イメージを示す。MCXCJ0157.4-0550 の赤方偏移は 0.1289 で、西の方はメイン銀河団、北の方は銀河群である。可視バンドで銀河団の銀河は西の領域で集中している。

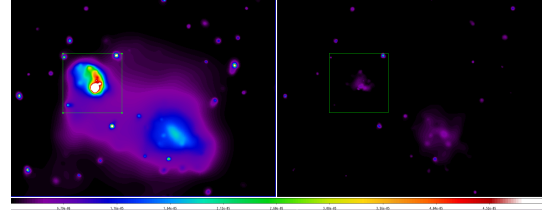


図 1: 左は低エネルギーバンド、右は高エネルギーバンド、スケールが同じ、緑の領域は図 4 の領域を表す。

衝突の様子を推論するため、高温ガスの 2 次元温度、密度、圧力、エントロピーマップを作成する必要がある。作成した結果をシミュレーションと比較して、衝突段階の様子を議論する。まず、銀河団データについて、0.4keV~2.3keV と 2.3keV~7.5keV の銀河団イメージを作成する。次に、X 線放射のバックグラウンドとして lockman hole のデータを用いて、同じ帯域でバックグラウンドイメージを作成する。exposure map を用い、同じようにスムージングして、銀河団とバックグラウンドのレートイメージを 2 バンドで作成する。ハードバンドのレートイメージをソフトで割り算することにより、ハードネス比 (hardness ratio) マップを作成する。

hardness 比から温度に換算するため、X 線スペクトルフィットツール xspec によるシミュレーションを用いて、温度と hardness 比の関係式を作成する。そして、ハードネス比マップから 2 次元温度マップを作成する。温度、輝度マップと対応している密度、圧力、エントロピーの関係式を用いて、密度、圧力、エントロピーマップを作成する。

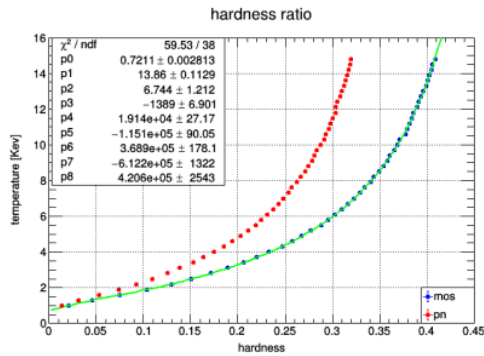


図 2: 温度とハードネス比の関係

4 Results and Discussion

4.1 Temperature Map and Pressure Map

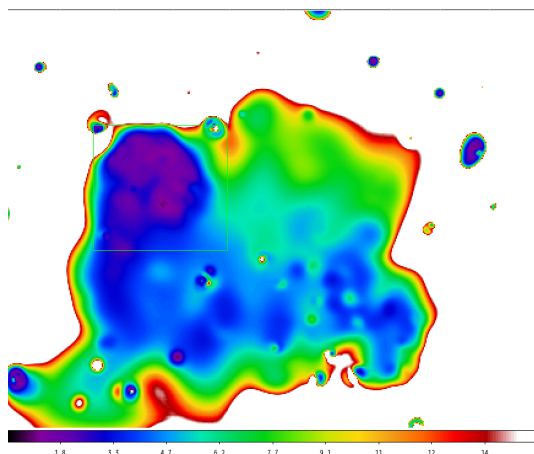


図 3: 温度マップ、横軸は温度、単位は keV、緑の領域は図 4 の領域を表す。

ここでは、図 1 の北側の銀河群に着目して解析を行なった。図 3 に温度マップを示す。周囲に比べて温度が低く、さらに中心部で温度が少し低い傾向がある。

図 4 は同銀河団の圧力マップを表す。中心部に動圧を受けている構造が見られる。特に等高線は密度分布を表し、勾玉状の構造があることが目で確認された。これは落ちてきているガス構造がモーメントを持っていることを意味している。このような例は、我々が調べた限りでは例がない。それゆえ、本サンプ

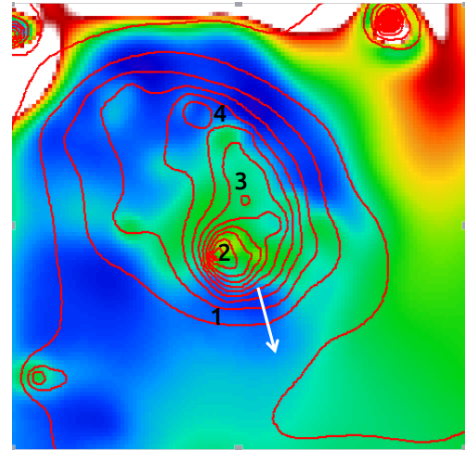


図 4: 圧力マップ、矢印は銀河群の移動方向

ルは動圧やガスストリッピングの物理を知るための理想的なサンプルと言える。勾玉状の形状の構造の物理性質解明する必要もある。MCXC J0157.4-0550 は HSC サーベイ及び XMM のデータが両方あり、重力レンズのの情報も使える。

同マップ上の密度等高線の濃淡から、銀河群は南方向または南西方向に移動していると推測できる。これは北東向きに伸びているテイル状の勾玉構造の方向から得られる推測と一致する。圧力マップで図 1 の様に領域を分割すると、熱的圧力は $P1 \sim P4 < P3 < P2$ の状態にあることがわかった。圧力平衡の式、 $P2 = P1 + P_{ram}$ を考えると、サブ構造にかかる動圧 P_{ram} は熱的圧力と同程度になっている。ここで視線方向の奥向きはコアの大きさと同程度と仮定している。しかし、視線方向の不定性を考えても、結果は大きく変わらない。このことは勾玉状の構造は動圧によって作られたことを示唆する。

4.2 Simulation and comparison

ZuHone (2011) の、質量比 1:10 の off-axis 銀河団衝突 (衝突開始から 30 億年後) によるエントロピーマップに同様な勾玉状の構造が見られる。これは、銀河群が一度中心付近を通りすぎ、再び戻るときに生成され、本銀河団で見られる構造に似ている。

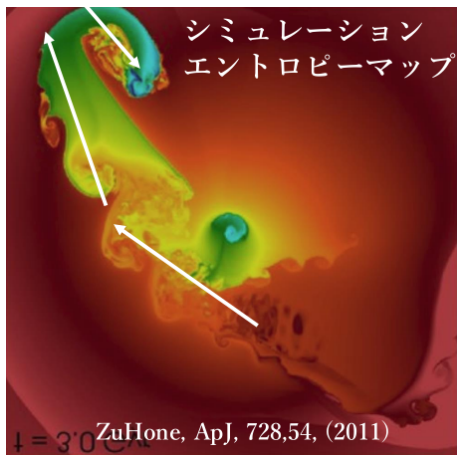


図 5: シミュレーションによる衝突銀河団のエントロピーマップ。矢印は銀河群移動方向を示す

5 Future

銀河団衝突は概ね 3 つの段階に分類される。メイン銀河団に対しサブ銀河団が通過する最中と、その前後である。それぞれは、on-going, early-phase, late-phase と呼ばれている。これまでの衝突銀河団の X 線観測は、今まさに衝突が行われている on-going phase の銀河団に限られていた。

銀河団衝突の全過程を理解するために、無バイアスの衝突銀河団のサンプルを作る必要がある。今までの研究は X 線の非線形性によってバイアスがかかっていた。我々は、銀河団銀河の分布から、銀河の集中するサブ構造を探しだし、衝突銀河団を定義する手法 (Okabe&Umetsu 2008) に着目した。光学観測から衝突銀河団サンプルを定義する利点は 3 つある。1 つは、銀河団銀河の数は衝突過程でほぼ変わらないことから、衝突段階に関係なく衝突銀河団を選ぶことができる。第 2 に、X 線ガスは銀河団衝突の際に流体不安定性や動圧などによって、サブ銀河団のガス構造が壊れやすい。一方、銀河はほぼ無衝突系なので、どの衝突段階でもその情報を保持する。言い換えると、銀河のサブ構造の寿命は、ガスに比べ長いから、無バイアスに銀河団衝突を選び出すことができる。第 3 に、銀河の分布は暗黒物質分布と力学状態の過程に依存せず、良く一致している。このため銀河の分布は暗黒物質分布を反映している。それゆえ、可視光観測は衝突銀河団サンプルを無バイ

アスに定義できる有効なアプローチである。可視光で見つかった衝突銀河団に対し、我々は X 線観測、WL (Weak Lens, 弱い重力レンズ) 観測、光学観測、電波観測を組み合わせ、銀河団衝突物理の統一的理解を目指す。

Reference

J. Patrick Henry, 2004, ApJ 615

ZuHone, 2011, ApJ, 728, 54

Okabe&Umetsu, 2008, PASJ...60..345O

b8

Subaru / HSC 狭帯域フィルターを用いた活動銀河核探査

岩下 昂平 (愛媛大学大学院 理工学研究科)

Abstract

巨大ブラックホール進化の全貌を解明するには、塵に隠された 2 型 AGN も含めた完全性の高い AGN 探査が必要だが、X 線を用いても 2 型 AGN の広域探査は現状では困難である。そこで我々はすばる望遠鏡の Hyper Suprime-Cam (HSC) に搭載された狭帯域フィルターに注目した。狭帯域フィルターを用いれば 2 型 AGN であっても AGN 由来の輝線放射を検出できる。そこで複数の狭帯域フィルターを用いて AGN 特有の組み合わせの輝線を捉えることで、AGN を選出できると考えた。特に、赤方偏移 $z \sim 4.9$ の AGN は $\text{Ly}\alpha$ と C IV の輝線が狭帯域フィルター NB718、NB921 の帯域へそれぞれ赤方偏移し、この 2 種類の狭帯域フィルターで共にフラックス超過を示すと考えられる。C IV 輝線は星形成銀河からは強く放射されないため、上記の特徴を示す天体は $z \sim 4.9$ の AGN であると判断できる。本研究では、HSC を用いて進行中のすばる戦略枠 (SSP) サーベイおよび CHORUS サーベイで得られた広域撮像データを用いて、NB718 と NB921 の両フィルターでフラックス超過を示す天体の探査を行った。その結果、両フィルターでフラックス超過を示しつつ、広帯域フィルターのカラーが高赤方偏移の兆候であるライマンブレイクの特徴を示すような、 $z \sim 4.9$ の AGN の候補天体を複数選出することに成功した。

1 Introduction

活動銀河核 (active galactic nucleus: AGN) とは銀河中心にある巨大ブラックホールに物資が降着し、重力エネルギーを解放して明るく光る天体のことである。AGN は中心核をトーラス状に覆うように塵が分布しており、中心核が直接観測できるものは 1 型 AGN、塵の中心核が隠されているものは 2 型 AGN と分類されている。この AGN はブラックホールの質量成長段階と考えられており、この AGN の性質を正しく理解することはブラックホール進化を解明するために極めて重要である。

これまでの探査では、主に 1 型 AGN が発見されてきている。その理由は、1 型 AGN が中心核からの強い放射を直接観測しているため高赤方偏移であっても観測することが比較的容易であるためである。一方、2 型 AGN は中心核からの直接光が塵によって強く減光を受けるため、可視光線における観測が困難である。しかし、透過力の強い X 線の放射を観測することにより、可視光線で発見が困難な 2 型 AGN も探査することが可能である。ただし、X 線望遠鏡は視野が狭いという理由から、系統的な探査が困難であった。

そこで、われわれが提案するのは狭帯域フィルターを用いた可視光での AGN 探査である。狭帯域フィルターを用いることで、弱い輝線であっても連続光のフラックスに対してフラックス超過を検出することができ、輝線天体を選出することができる。2 型 AGN の輝線放射領域は一般にトーラス状の塵が分布する領域よりも外側にあるため、この狭帯域フィルターを用いた方法により 2 型 AGN も検出が可能である。ただし、単一の狭帯域フィルターだけを用いた輝線天体探査では、輝線の種類やその輝線を発する天体の赤方偏移を特定することは不可能である。そこで、複数の狭帯域フィルターで同時に超過を示す天体を選出することで、特定の赤方偏移の AGN の選出を試みた。

今回、我々が狙う赤方偏移 $z \sim 4.9$ の AGN を選出するために、NB718 (中心波長 7180Å, 透過波長幅 111Å) と NB921 (中心波長 9210Å, 透過波長幅 133Å) という 2 つ狭帯域フィルターを用いた。 $z \sim 4.9$ の天体が発する $\text{Ly}\alpha$ (1226Å)、CIV (1549Å) の輝線はそれぞれ NB718、NB921 の波長帯に赤方偏移される。また、CIV 輝線は AGN から強く放射される一方で星形成銀河からはほとんど放射されな

いので、NB718、NB921 で共にフラックス超過を示す天体は $z \sim 4.9$ の AGN であると考えられる。

2 Data and methods

我々は、高感度、広視野での撮像観測が可能であるすばる望遠鏡 Hyper Suprime-Cam (HSC; Miyazaki et al. 2018) で得られたデータを使用した。すばる戦略枠プログラム (SSP; Aihara et al. 2018) により取得されたデータと、Cosmic HydrOgen Reionization Unveiled with Subaru (CHORUS) プロジェクトによって得られたデータを使用した。HSC-SSP は 2014 年 に開始し現在も進行中の広域撮像観測プログラムであり、観測領域の広さと観測の深さの異なる “Wide”, “Deep”, “Ultradeep” の 3 種類の観測が行われている。3 種類のうちの 1 つである “wide” では 5 種類の広帯域フィルター (g, r, i, z, y) での観測が行われ、最終的には 1,400 平方度の観測が予定されている。Deep, Ultradeep の観測は、前述の 5 種類の広帯域フィルターに加えて NB816, NB921 といった複数の狭帯域フィルターを用いた観測も行われている。一方、CHORUS は HSC-SSP のターゲット天域のひとつである COSMOS 領域に対して、HSC-SSP では観測しない狭帯域フィルター (NB387, NB527, NB718, NB945, NB973) を用いた観測を行うプロジェクトである。

我々は、HSC-SSP と CHORUS のチーム内部向けリリースデータである S17A カタログの測光データを用いて、COSMOS 領域において高赤方偏移 ($z \sim 4.9$) の AGN 候補天体のサンプル構築を行った。初めに、宇宙線の影響を受けていたり明るすぎる天体が近くに存在したりするなどの理由から正しく測光が行われなかった天体を、HSC 解析パイプラインにより与えられたフラグによって除去し、クリーンサンプルを作成した。使用したフラグについてまとめたものを図 1 に示した。次に、そのクリーンサンプルの中から、NB718 と NB921 でフラックス超過を示す輝線天体 (NB718 emitter, NB921 emitter) の選出を行った。まず初めに NB718 emitter の選出方法について述べる。

NB718 フラックスには輝線光だけでなく連続光によるものも含まれているため、NB718 の波長にお

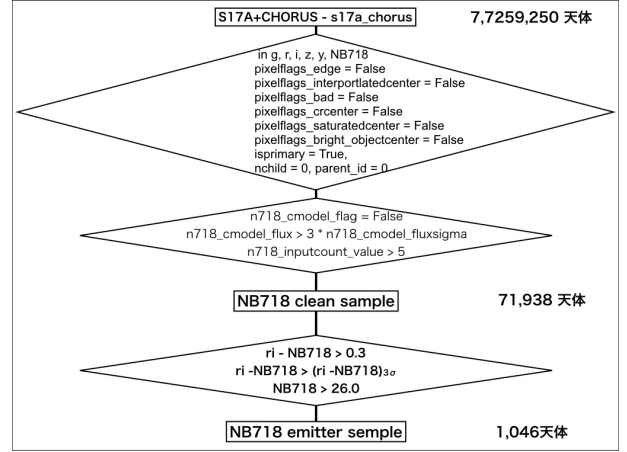


図 1: NB718 emitter サンプル構築のために使用したフラグと天体数の推移。

る連続光フラックス密度 f_{ri} を以下のようにして見積もる (Shioya et al. 2003)。

$$f_{ri} = 0.68f_i + 0.32f_r \quad (1)$$

f_i, f_r はそれぞれ、 i, r バンドの等級に相当するフラックス密度を表している。 r バンド、 i バンドはそれぞれ NB718 を挟むように位置しており、それぞれの中心振動数から係数を決定した。

この f_{ri} に相当する等級を ri としたとき、以下の条件を満たす天体を、NB718 emitter とした。

$$ri - NB718 > 0.3 \quad (2)$$

$$ri - NB718 > (ri - NB718)_{3\sigma} \quad (3)$$

$$NB718 < 26.0 \quad (4)$$

(2) 式により、NB718 の等級が連続光の等級に対して 0.3 等明るい天体を選出している。これは、等価幅が 35 Å 以上である天体を選出していることと同義である。 ri の限界等級 (27.04 mag) より暗い天体については、 $ri - NB718$ は、 $ri_{\text{lim}} - NB718$ の値を採用する。(3) 式では、 $(ri - NB718)_{3\sigma}$ が $ri - NB718$ の誤差の 3σ の値を表しており、(3) の条件によって示された狭帯域フィルターにおけるフラックス超過が統計的に有意であるものを選択している。(4) 式は、 $ri_{\text{lim}} - NB718$ の直線と、(3) 式の交点のよりも明るい天体を選出するような条件となっている。 ri の等級が限界等級よりも暗い天体については ri_{lim}

– $NB718$ の値を用いて輝線天体の選出を行うため (4) 式を満たさない天体、つまり ri の限界等級より暗い天体は、(3) 式によって除かれる。

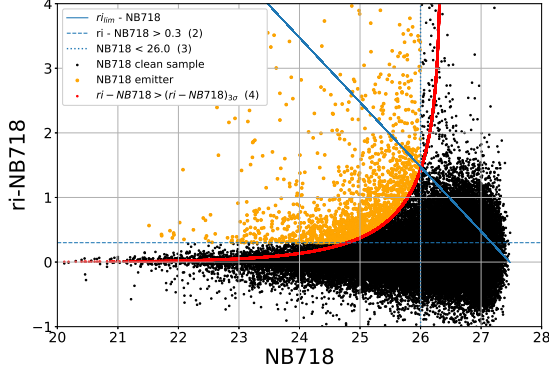


図 2: $NB718$ 等級の連続光に対する超過を $NB718$ の関数として示した図。黒い点は、はすべての $NB718$ クリーンサンプルを示している。赤色の実線は $ri - NB718 = (ri - NB718)_{3\sigma}$ (3) の条件を、青色の実線は $ri - NB718 = r_{lim} - NB718$ の関数を表している。青色の点線は $ri - NB718 = 0.3$ 、青色の破線は $NB718 = 26.0$ を示している。橙色の点は (2) (3) (4) の条件により選出された $NB718$ emitter を表している。

狭帯域フィルター $NB921$ についても同様の手法で連続光のフラックス密度に相当する等級を求めた。その際、 $NB921$ は z バンドと y バンドの間に位置しているため、 $NB921$ の波長帯に相当する連続光のフラックス密度 (f_{zy}) の計算には z バンドと y バンドの測光データを用いる。 f_{zy} の計算方法を (5) 式に、 $NB921$ emitter の選出条件を (6) (7) (8) 式に示す。

$$f_{zy} = 0.69f_z + 0.31f_y \quad (5)$$

$$zy - NB921 > 0.2 \quad (6)$$

$$zy - NB921 > (zy - NB921)_{3\sigma} \quad (7)$$

$$NB921 < 25.45 \quad (8)$$

ただし、 $NB921$ は $NB921$ の等級、 zy は $NB921$ の波長帯に相当する連続光の等級、 $(zy - NB921)_{3\sigma}$ は $zy - NB921$ の誤差の 3σ の値を表している。

3 Results and Discussion

$NB718$ emitter として選出された天体は 1046 天体、 $NB921$ emitter として選出された天体は 996 天体であった。そして、この 2 つの狭帯域フィルターで共にフラックス超過を示す天体は 40 天体であった。この 40 天体について、HSC の全バンドでの画像を目視で確認し、天体が確認できない等の問題がある 7 天体を除いた 33 天体を $NB718$ と $NB921$ の両方で輝線放射を示す天体とした。

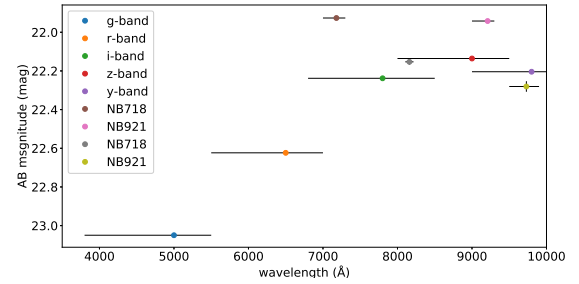


図 3: 高赤方偏移 AGN 候補天体の一例。各点は 5 種類の広帯域フィルター (g , r , i , z , y) と 4 種類の狭帯域フィルター ($NB718$, $NB816$, $NB921$, $NB973$) の等級をプロットしている。x 方向の誤差棒は、各フィルターのバンド幅を示し、y 方向の誤差棒は 1σ の等級誤差を示している。

$NB718$ と $NB921$ の両方でフラックス超過を示す天体が $z=4.9$ の天体である場合、連続光放射にライマンブレイクが見られるはずであるため、 g バンドで非常に暗いことが期待される。そこで、 $NB718$ と $NB921$ の両方でフラックス超過を示す 33 天体の可視光線におけるスペクトルエネルギー分布を確認したところ、図 3 に示すようにライマンブレイクが見られる天体が 10 個あることが分かった。このスペクトルエネルギー分布からは、 $z=4.9$ の 2 型 AGN に期待される、顕著なライマンブレイク、等価幅の大きな $Ly\alpha$ および CIV 輝線の特徴が明瞭に確認できる。このことから、複数の狭帯域フィルターを使用する方法により確かに $z=4.9$ の 2 型 AGN が選出できることが分かった。

図 3 に示した例について、 $NB718$, $NB921$ で観測された狭帯域フィルターの超過量を比べると、 $NB718$

での超過量の方が大きい。 $NB718$ 、 $NB921$ で観測された狭帯域フィルターの超過量をそのまま輝線の強さだと仮定すると、 $NB718$ の波長帯に赤方偏移する $Ly\alpha$ 輝線のほうが $NB921$ の波長帯に赤方偏移する CIV 輝線に比べて明るいことが示唆される。高赤方偏移の 2 型 AGN について $Ly\alpha$ のほうが CIV に比べて明るいという結果は、Matsuoka et al. (2009) などで報告されている結果と一致している。

Reference

Aihara et al. 2018, PASJ, 70, 8

Matsuoka et al. 2009, A&A, 503, 721

Miyazaki et al. 2018, PASJ, 70, 1

Shioya et al. 2003, ApJ, 695, 546

c1

Search for the most massive overdensities at $z \sim 2.2$ with Subaru HSC

Yongming Liang (総合研究大学院大学 天文科学研究科)

Abstract

The correlation on the distribution between the neutral hydrogen intergalactic medium (IGM) and galaxies now attracts great interests. In the MAMMOTH project, (Z. Cai et al. 2016a) found that Coherently Strong Lyman- α Absorption Systems can be ideal tracers for the most massive overdensities. We performed deep narrowband imaging on the 8.2-m Subaru Telescope with Hyper Suprime-Cam (HSC) to probe the Lyman Alpha Emitters (LAEs) in such most extreme group of HI absorbers, where the effective optical depth over 20 cMpc is 4 to 6 times higher than the mean optical depth at $z \sim 2.2$, in the quasar spectra drawn from the complete SDSS-III/BOSS database over 10,000 deg², which is one order of magnitude larger than any existing high- z galaxy survey, enabling the discovery of the rarest and most massive systems. Through this work, we expect to construct a statistical sample of massive overdensities at the so-called “Cosmic Noon”. Here we show our preliminary results for the first two observed fields where we found large scale structures and galaxy overdensities. In the future, we will carefully analyze the correlation between our LAEs overdensity sample and IGM, indicated by the optical depth data from Ly α absorption in background quasars.

1 Introduction

Massive large-scale structures (LSS) at $z \sim 2.2$ are important labs for the study of complex interactions between galaxies and intergalactic medium (IGM), But it is not an easy mission to search for them and a systematic way of searching is highly desirable for statistical analysis. To explore a possible solution, (Z. Cai et al. 2016a) has carried out simulations in the MApping the Most Massive Overdensities Through Hydrogen (MAMMOTH) project, and they found there exists significant correlation between the most massive halos and the Coherently Strong Ly α Absorption system (CoSLAs) at over 15 cMpc scale. CoSLAs is a kind of extreme Ly α absorption system whose optical depth is over 4.5 times of the mean value, which we can find in spectrums of quasars. The basic priciple is shown in Fig.1.

With this useful tool, we can search for massive

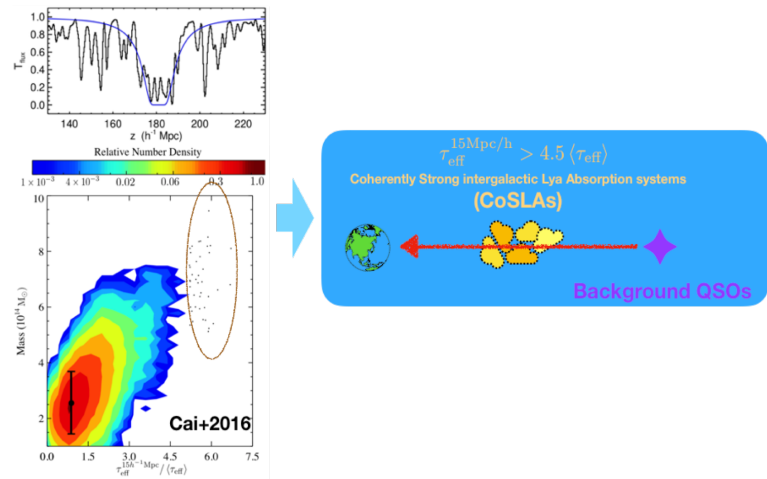


図 1: The principle of utilizing CoSLAs to trace overdensities.(Z. Cai et al. 2016a)

overdensities systematically. Especially if we apply the method into SDSS-III/BOSS field, which covers over 10,000 deg², corresponding to a survey volume

of 1 Gpc^3 , our searching volume will be one order of magnitude larger than any high redshift galaxies survey at $z > 2$. It enables us to search for the rearest and most massive structures at $z \sim 2.2$. And because Subaru Telescope has an aperture of 8.2 meters, we are able to reach deep with a long exposure even using a narrow band filter (NB). Moreover, thanks to the wide field of view (FoV) of Hyper Suprime-Cam (HSC), which is 1.5 deg of the diameter, larger scale could be studied for the LSS and thus a larger overdensity sample volume is possible to be built. With these advantages, we are motivated to carry out deep narrow band imaging observation on Subaru/HSC to build up a unique and statistical LAEs overdensity sample traced by CoSLAs, i.e. IGM, and start the first study to learn their correlations.

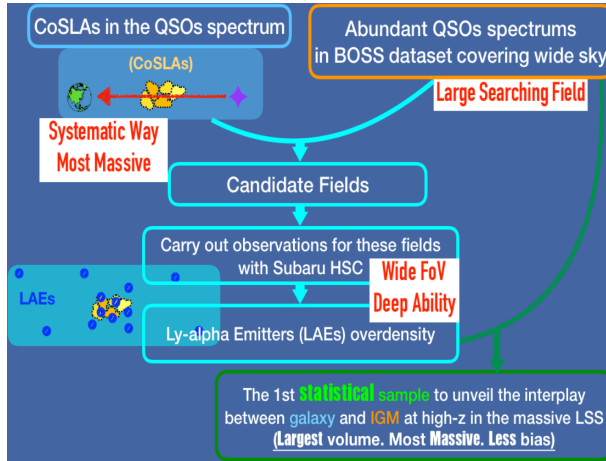


図 2: Our motivation and goals.

2 Observations and Data processing

The candidate fields for our Subaru/HSC observation was selected out by investigating $\text{Ly}\alpha$ absorption in the SDSS-III/BOSS quasar spectra at a scale over 15 cMpc/h near redshift 2.2. The first criteria is within a central region of $2' \times 2'$, there should be at least 4 lines of sight (LoS) have

hints of CoSLAs candidates, with optical depth $\tau_{\text{eff}} > 4 \times \langle \tau_{\text{eff}} \rangle_{z \sim 2.2}$. Another criteria is that the number of LoS within a diameter of $\sim 0.7 \text{ deg}$, corresponding to the size of the FoV of HSC, is large enough, on account that we would like to make full use of our LAE overdensity sample to analyze the overdensity and $\text{Ly}\alpha$ absorption correlation. And an example of the candidate fields is shown in Fig. 3.

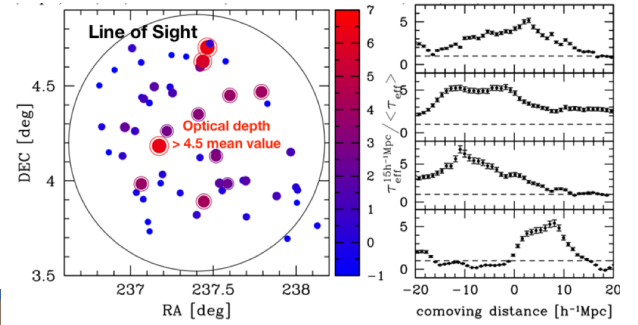


図 3: An example of IGM optical depth map in our candidate fields. The color and size show $\tau_{\text{eff}}^{15h^{-1} \text{ Mpc}} / \langle \tau_{\text{eff}} \rangle$, and the double circles represent CoSLAs.

Aiming at constructing a statistical sample of galaxy overdensity, we cooperated with UCSC to propose two proposals, and 5 fields are proposed in each one respectively. The UC proposal was applied through the exchange time policy and won one night for on-site observation, but no data is obtained due to bad weather. NAOJ proposal was approved as A grade with 2 nights in Queue HSC mode, and was carried out in Jan. 2018. But because of the poor weather condition, only good g -band images are obtained for two out of the five candidate fields, while NB387 images of the two fields are partially influenced by large seeing ranging between 1.2-1.5 arcsec, stray light of a nearby bright Mira and close moon light, which results in a shallower image than we expected. But the proposal will be still continued in next Subaru S18B semester.

Although the first obtained data is of poor quality, but we have tried to firstly work on it to see

preliminary results following a process as Fig. 4. The raw images are reduced by HSC pipeline 5.4. Then we use SExtractor to perform source detections with a detection area of 20 pixels and over 1.2 sigma to the background RMS. The magnitude is measured in an aperture of 2 arcsec. As poor weather has affected some regions of the FoVs, making these area low in signal-to-noise ratio (S/N), such regions are masked for further reliable analysis, together with regions which are neighbored with bright stars. Then we apply the following criteria which is similar to (K. Mawatari et al. 2012) to select out LAEs:

$$\begin{cases} g - \text{NB387} > 0.83 \Leftrightarrow EW_0 > 20\text{\AA}, \\ \text{NB387} < 24.73(\text{AB}) \Leftrightarrow M_{\text{lim}, 3\sigma} \\ g - \text{NB387} > 3\sigma_{\text{color}} \end{cases}$$

535 and 598 candidates passing these criteria in BOSSJ0210 and BOSSJ0222 respectively, and they are shown in Fig. 5 for BOSSJ0210 as an example. Contaminants are then excluded visually, and 511 and 543 LAEs remain in the final catalog. Some examples of the selected LAEs are shown in Fig. 6.



図 4: Data processing pipeline.

Then we apply a fixed aperture method to make clustering analysis for our LAEs sample. We choose a typical size of 5 cMpc/h (Y.-K. Chiang et al. 2013) as the aperture and the mean number density is calculated within our FoVs, as $\sim 1.7 \text{ deg}^2$ is large enough for statistics. Only the apertures overlapped by mask regions below 50% are used for calculating overdensity $\delta = \frac{N_i}{N} - 1$.

3 Preliminary results

In both fields, we found interesting massive LSS with overdensity $\delta_{5\text{cMpc}/h} > 2$. Such large-scale fila-

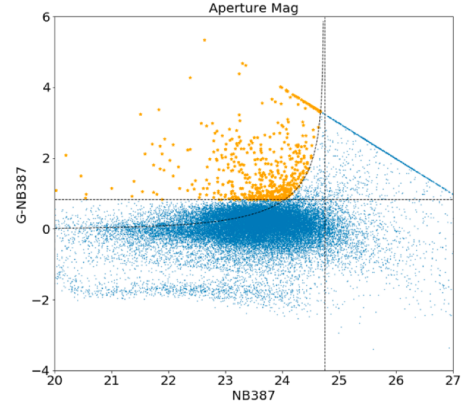


図 5: Color magnitude $g - \text{NB387}$ vs. NB387 . Black dot lines are the 3 criteria for LAEs selection and the orange points are the detections passing the selection.

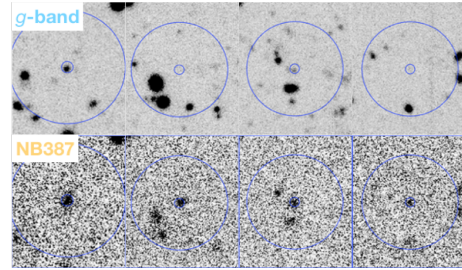


図 6: Examples of LAE candidates.

ments and voids are hard to be found in the past at $z \sim 2$, if without a FoV as large as HSC. The overdensity contour map of both field are shown in Fig. 7. As our next step will go forward to study the correlation between the LAEs overdensity δ_{LAE} and the optical depth $\tau_{\text{eff}}^{15\text{Mpc}/h}$ of $\text{Ly}\alpha$ absorption in the LoS of background quasars, the preliminary result of the position and the $\tau_{\text{eff}}^{15\text{Mpc}/h}$ of the sightlines are also plotted in the figure.

Another interesting result is some found $\text{Ly}\alpha$ blobs, which are extended sources with strong $\text{Ly}\alpha$ emission. Here we show one of the most extended sources found in our catalog in Fig. 8, whose extendness, defined as area with surface brightness over $0.06 \times 10^{-16} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ arcsec}^{-2}$ here, reaches over 20 arcsec, corresponding to $\sim 170 \text{ phi}$

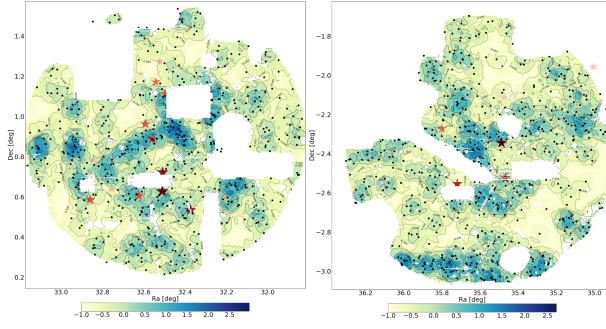


図 7: Contour map of LAEs overdensity. The black points represent the position of LAEs. The position of sight lines of quasars in BOSS dataset marked as red stars, whose size and color thickness proportional to $\tau_{\text{eff}}^{15\text{Mpc}/h}$.

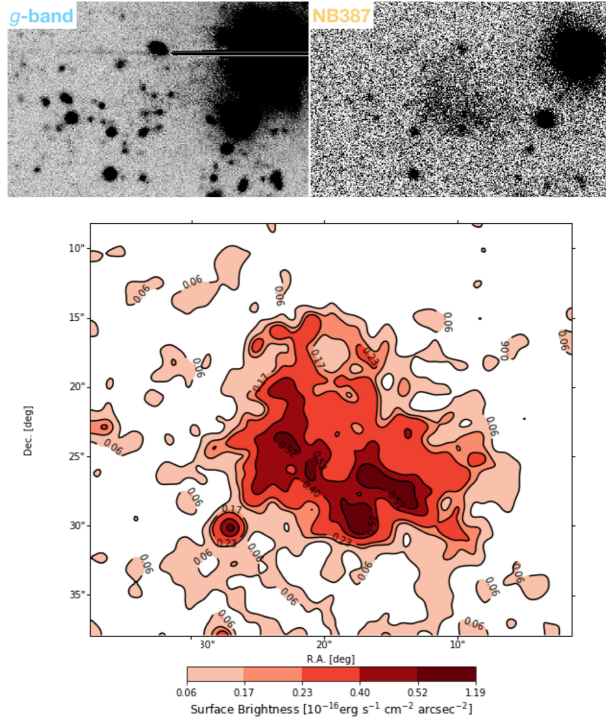


図 8: An example of the found diffused Lyman-Alpha Blobs(LABs), which is extended over 20 arcsec (~ 170 pkpc).

cal kpc.

4 Summary and future plan

In this poster, I firstly introduce the concept of CoSLAs come up by (Z. Cai et al. 2016a) and that it could be used to trace massive overdensities. Then I introduce our observation using the Subaru/HSC tp perform deep NB387 imaging for candidate fields traced by CoSLAs. After that, raw data is reduced by HSC pipeline 5.4 and sources are detected by SExtractor, in which magnitude is measured with an aperture of 2 arcsec. LAEs are then selected out from the detections and cluterling analysis is also performed for the 2 obtained fields. With these analysis, I show the first preliminary results that we find some interesting massive structures and Ly α blobs in the selected fields.

In the future, We will further perform correlation analysis to study the relationship between our LAEs overdensity sample with Ly α absorption from SDSS-III/BOSS dataset. Moreover, in addition to that the S17B proposal will be contiued in the next semester, our new Subaru Queue HSC proposal for S18B has also been approved with grade B, and it is allocated 1 night for 2 additional fields. So we are hopefully to further promote our sample volume to make the correlation result more statistically confident.

Reference

- Cai, Zheng; Fan, Xiaohui; Peirani, Sebastien; Bian, Fuyan; Frye, Brenda; McGreer, Ian; Prochaska, J. Xavier; Lau, Marie Wingyee; Tejos, Nicolas; Ho, Shirley; Schneider, Donald P., 2016a, ApJ, 833, 135.
- Mawatari, K.; Yamada, T.; Nakamura, Y.; Hayashino, T.; Matsuda, Y., 2012, ApJ, 759, 133.
- Chiang, Yi-Kuan; Overzier, Roderik; Gebhardt, Karl, 2013, ApJ, 779, 127.

ダークマターハローのカスプ-コア遷移における ガスの力学的作用

佐々木 竜志 (筑波大学大学院 宇宙物理理論研究室)

Abstract

本発表では Navarro, Eke & Frenk (1996)、Ogiya & Mori (2011)、Ogiya & Mori (2014) で考えられたダークマターハロー (DMH) のカスプ-コア問題の研究成果についてレビューをする。Navarro et al. (1996) では超新星のフィードバックでカスプが平坦化されると示された。Ogiya & Mori (2011) では人工的な 2 体緩和の影響を指摘した上で、超新星のフィードバックで掃き出される星間ガスの質量損失時間に着目した。瞬間的な質量損失を仮定した場合でも、カスプは一時的に平坦化されるがしばらくするとカスプが回復してしまい、カスプからコアへの遷移は見られなかった。これにより単純な質量放出モデルでは、カスプの平坦化に十分な影響を与えないという結論を得た。つまり、一般に言われているような超新星のフィードバックのモデルでは DMH の観測と理論の矛盾を解決する事ができないことを主張した。一方で、Ogiya & Mori (2014) ではより現実的な星間ガスの運動モデルを検討した。超新星のフィードバックによりガスは加熱膨張されるが、この膨張するガスは放射冷却によりエネルギーが散逸され、再度銀河中心に落ち込むようになる。ガスが中心に集められると高密度領域ができ、そこで再び星が生成され、さらなる超新星爆発を誘起する。この再帰的なガスの運動によりガスは膨張収縮を繰り返し、ガスの重力ポテンシャルが変化していく。このガスの重力ポテンシャルの周期的な変動が DM の運動に影響を与える。中心部の DM 粒子はエネルギーを獲得して、より外側に膨張することになる。Ogiya & Mori (2014) では、共鳴条件を満たす位置でカスプからコアへの遷移が見られたため、この過程が DMH の中心部のカスプからコアへの遷移過程のカギを握る事がわかった。

1 Introduction

コールドダークマター (CDM) モデルは、宇宙の構造形成のパラダイムとして広く受け入れられている。一方で、銀河よりも小さいスケールにおいては、いくつかの問題が指摘されている。近年の高分解能の観測によると、大多数の近傍矮小銀河に付随するダークマターハロー (DMH) の密度分布は銀河中心においてコア構造 (平坦構造) を持つことがわかった。しかし、CDM モデルに基づく宇宙論的 N 体シミュレーションによると、DMH の密度分布が中心部でカスプ構造 (中心で発散する構造) をとるという結果が得られている。この観測と理論の不一致がカスプ-コア問題である。

ここで、DMH の密度分布を表すものとして、理論的に知られるモデルを 2 つ紹介する。

$$\rho_{\text{DM}}(r) = \frac{\rho_0 R_{\text{DM}}^3}{r^\alpha (r + R_{\text{DM}})^{3-\alpha}}, \quad (1)$$

(1) 式において、 $\alpha = 1$ の時を NFW profile (Navarro, Frenk & White 1996)、 $\alpha = 1.5$ の時を FMM profile と呼ぶ。 ρ_0 , R_{DM} はそれぞれ DMH のスケール密度、スケール長を表す。また、FMM profile は近似的に Moore (1998) によって示唆されている密度分布対応し、NFW profile に比べて中心部でべきが急であることがわかる。

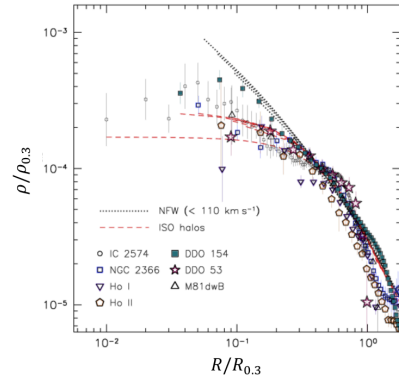


図 1: DMH の密度分布 (Oh et al. 2011)

図 1 は DMH の密度分布を観測と理論で比較したものである。点線が NFW profile、破線が ISO thermal profile を表す。各シンボルは観測データである。観測結果は銀河の外縁部では密度分布はほぼ一致するが、中心部では NFW profile から大きく外れていることが分かる。

2 カスパ-コアの古典モデル

Navarro, Eke & Frenk (1996) では、超新星フィードバックにともなう質量放出を受けた後 DMH の力学進化過程を、N 体計算により調べた。まず安定な DMH の密度分布を用意する。そこにガスの降着を想定し、中心部に外部ポテンシャルを挿入する。外部ポテンシャルを含めた DMH が準平衡状態に落ち着くのを待ち、超新星によるガスの outflow を想定して、瞬間的に外部ポテンシャルを取り除く。その後の力学進化を調べた。

この研究では DMH 内の初期の密度分布として Hernquist profile (Hernquist 1990)

$$\rho_{\text{DM}}(r) = \frac{M_h}{2\pi} \frac{a_h}{r(r+a_h)^3}, \quad (2)$$

を用いた。ここで、 M_h, a_h はそれぞれ系の質量とスケール長であり、 $G = M_h = a_h = 1$ とした。

ガスのポテンシャルについては指数関数円盤を用い、その大きさは円盤銀河の質量 (M_{disc}) とスケール長 (r_{disc}) に依存するとしてシミュレーションを行った。ソフトニングパラメータ、粒子数はそれぞれ、 $\epsilon = 0.03$, $N = 10,000$ とした。

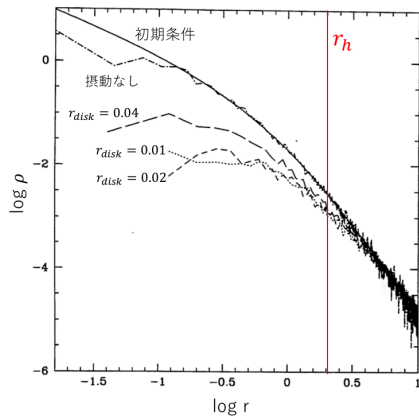


図 2: $M_{\text{disk}} = 0.2$ での密度分布

ガスのポテンシャルを取り除いた後 $t \sim 300t_d$ 程度経過したものを図 2 に示す。初期条件 (実線) に比べ、外部ポテンシャルの影響が加わったもののべきが銀河中心部で緩くなっており、超新星フィードバックにより、カスプの平坦化が発生したと主張した。

3 カスパ-コア遷移と 2 体緩和

3.1 2 体緩和の考察

Ogiya & Mori (2011) は Navarro et al. (1996) で用いられた粒子数が 10^4 個と少ないため、人工的な 2 体緩和を取り除けていないことを指摘をした。

緩和時間 t_{relax} と力学的時間 t_d は

$$t_{\text{relax}} \sim \frac{0.1N}{\ln N} t_d \quad (3)$$

という関係がある。Navarro et al. (1996) のシミュレーションでは図 2 の r_h 内に総粒子の半分である 5,000 個が含まれ、緩和時間は $t_{\text{relax}} \sim 50t_d$ と見積もることができる。彼らのシミュレーションは約 $300t_d$ 以上経過したものであるため、 r_h 内は 2 体緩和が効いてくることがわかる。つまり、Navarro et al. (1996) はカスプの平坦化に成功したと主張したが 2 体緩和の影響を取り除けていなかった。Ogiya & Mori (2011) では、粒子数 10^6 (太い実線) と 10^4 (細い実線) で $100t_d$ 経過させた時の密度分布を比較している (図 3)。

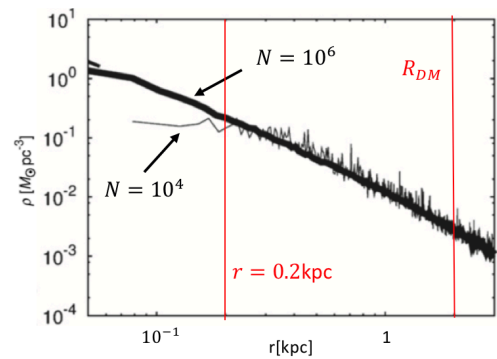


図 3: 粒子数を変えた時の密度分布の比較

DMH のスケール長 ($R_{\text{DM}} = 2\text{kpc}$) の 10% の領域の緩和時間は緩和時間 $t_{\text{relax}} \sim 500t_d$ であり、本研究では人工的な 2 体緩和が効かない。

3.2 超新星フィードバックに対する力学応答

Ogiya & Mori (2011) では、超新星によってガスが損失するタイムスケールに着目し、N 体計算による DMH の力学進化を調べた。

計算手法は Barnes-Hut tree 法を採用し、opening angle パラメータ、ソフトニングパラメータ、粒子数はそれぞれ $\theta = 0.8$, $\epsilon = 0.008\text{kpc}$, $N = 10^6$ としている。

DMH の密度分布は (1) 式を用い、挿入するガスのポテンシャルに関しては、Hernquist ポテンシャル

$$\Phi_b(r, t) = -\frac{GM_b(t)}{r + R_b}, \quad (4)$$

を用いた。ここで R_b は外部ポテンシャルのスケール長である。また、 $M_b(t)$ は baryon の総質量 $M_{b,\text{tot}}$ 、損失時間 T_{out} を用いて

$$M_b(t) = M_{b,\text{tot}} \left(1 - \frac{t}{T_{\text{out}}}\right), \quad (5)$$

と表す。瞬間損失を仮定する場合は単に $M_b = 0$ とする。

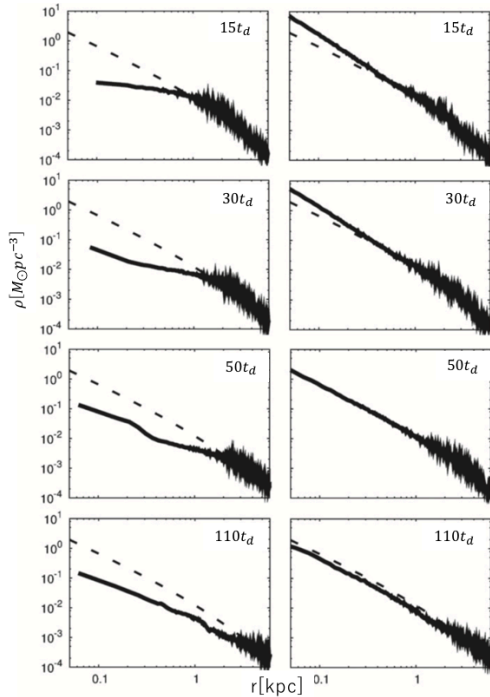


図 4: 質量欠損時間を変えた密度分布比較

図 4 の左列が瞬間損失、右列が力学的時間に対し十分遅く質量損失が起きる場合 ($T_{\text{out}} = 50t_d$) でのシミュレーション結果である。ポテンシャルを加えて準平衡状態に落ち着いた時を $t = 0$ とし、各グラフ右上に経過時間を示してある。

図 4 より、質量損失が緩やかな条件ではカスプは平坦化されていないことがわかる。また瞬間的な損失を考えた時は、質量損失後一時的にカスプは平坦化されるがしばらく経過させるとカスプが復活することがわかる。110 t_d 経過した時カスプの復活は止まり、準平衡状態に落ち着く (この時、 $\alpha = 0.85$)。初期条件 (破線) に比べると平坦化されているが観測の値は $\alpha = 0.2 \sim 0.3$ (Spekkens et al. 2005) であるため、単純な超新星フィードバックモデルでは DMH のカスプの平坦化に十分な影響を与えないという結論を得た。

4 カスプ-コア遷移と再帰的超新星フィードバック

単純な超新星フィードバックモデルでは、カスプからコアへの遷移は困難であることが Ogiya & Mori (2011) で示されたため、カスプ-コア問題を CDM モデルの範疇で紐解くためには、より現実的なモデルを構築する必要がある。Ogiya & Mori (2014) では超新星で掃き出されたガスが放射冷却によりエネルギーを失ったのち、銀河中心のポテンシャルにより再び中心に戻ってくるといった、より現実的な状況を想定した。このとき、ガスが集められることで星形成が起き大質量星では超新星を起こしガスを掃き出す。このようにガスの膨張と収縮の繰り返しをモデルとして扱う。

4.1 解析モデル

彼らは、DMH にガスの再帰的ポテンシャルの摂動を与えた場合の線形解析を行い、ガスの重力ポテンシャルの振動とダークマター粒子との間の共鳴条件 $n\Omega \approx kv_0$ を解析的に見出した。これにより、線形解析の範疇においてコアを示す位置は

$$r_{\text{core}} = t_d^{-1}(T), \quad (6)$$

で決まることを主張した。また共鳴条件 $n\Omega = kv_0$ に対し、 $x_{\text{core}} \ll 1$ という近似を用いると、NFW モデルの r_{core} は

$$r_{\text{core}} = 25 \left(\frac{M_{\text{vir}}}{10^9 M_{\odot}} \right)^{1/3} \left(\frac{T}{10^7 \text{yr}} \right)^2 \text{pc}, \quad (7)$$

と、より単純な式で表されることを示した。

4.2 非線形力学進化過程

計算手法は Ogiya & Mori (2011) と同様で、opening angle パラメータ、ソフトニングパラメータ、粒子数はそれぞれ $\theta = 0.6$, $\epsilon = 0.004 \text{kpc}$, $N = 16,777,216$ としている。

DMH の密度分布は NFW profile を用いる。ガスのポテンシャルは Hernquist profile(4) 式において、 $R_b = R_b(t)$ とする。ここで、 $R_b(t)$ は $R_b(t) = 0.5[R_{b,\text{max}} - R_{b,\text{min}}][1 + \cos(\Omega t - \phi_0)] + R_{b,\text{min}}$ であり、周期的に変化する。図 5 に、NFW モデルでの振動周期 $T = \tau, 3\tau, 10\tau$ とした時の DMH の密度分布を示す (ここで、 $\tau = t_d$ である)。

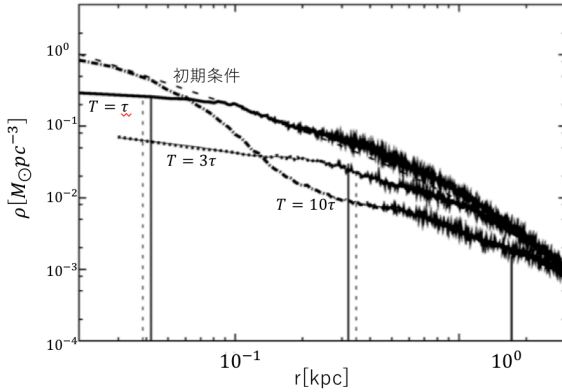


図 5: $T = \tau, 3\tau, 10\tau$ での密度分布比較

$T = \tau, 3\tau$ ではカスプが平坦化されていることがわかる。つまり、ガスの力学的作用によって中心部の密度が減少していることがわかる。ただし、 $T = 10\tau$ では中心部に大きな密度領域が生じる。また、図 5 の垂直実線、図 6 の実線は (6) 式を表し、図 5 の垂直破線、図 6 の点線は (7) 式を示す。

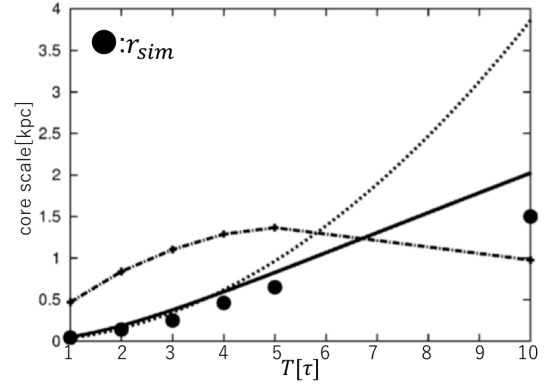


図 6: 解析、数値計算での r_{core} 比較

シミュレーションでのコア半径 (r_{sim}) を初期密度の半分の値となる最外点と定義すると、図 5、図 6 より、線形解析による共鳴条件を満たす半径とシミュレーションによって求められたコア半径が内側にあるときは一致することが分かる。

5 まとめ

Navarro et al.(1996) ではカスプが平坦化されたように思われたが、人工的な 2 体緩和の効果を取り除けていなかった。Ogiya & Mori (2011) では人工的な 2 体緩和の影響を取り除いた上で、瞬間的なガス損失を仮定してもカスプの十分な平坦化は見られなかった。Ogiya & Mori (2014) では超新星が周期的に複数回起こるモデルを考えた。共鳴条件を満たす時カスプからコアへの遷移が見られたため、エネルギー輸送プロセスを考え、ガスの力学的作用を考慮することは DMH 中心部の密度勾配のべきを緩めることに重要な役割を担うと結論づけた。

Reference

- Navarro, J.F., Eke, V.R., & Frenk, C.S. 1996a, MNRAS, 283, L72
- Ogiya, G., & Mori, M. 2011, ApJL, 736, L2
- Ogiya, G., & Mori, M. 2014, ApJL, 793, 46
- Spekkens, K., Giovanelli, R., & Haynes, M.P. 2005, AJ, 129, 2119
- Madau, P., Shen, S. & Governato, F. 2014, ApJL, 789: L17
- Oh, S.-H., de Blok, W.J.G., Walter, F., Brinks, E., & Kenicutt, R.C. 2011, ApJL, 141: 193

棒渦巻銀河 NGC1300 における星形成活動と分子雲の性質

前田 郁弥 (京都大学理学研究科宇宙物理学教室)

Abstract

棒渦巻銀河の棒部では顕著なダストレーンが見られ星形成の母体となる分子ガスが豊富にあると思われるが、HII 領域は見られず、重い星の形成が抑制されていることが知られている。この原因については近年の研究により、棒部では分子雲衝突の相対速度が大きく、衝突している期間が短いため、重い星が形成されない可能性や、分子雲が重力的に束縛されていない可能性などが指摘されているが依然として不明である。これまでの棒渦巻銀河の CO 観測から棒部での星形成効率 (SFE) は、腕部に比べて 2~3 倍低いことが知られている (e.g., M83, NGC4303)。しかし、これらの棒渦巻銀河の棒部には星形成が見られるものがあり、星形成抑制の原因を調べるためには、抑制が非常に顕著に表れている棒部 (強い棒部) を持つ銀河を対象とする方がより理想的であろう。

すでに我々は、そのような特徴を持つ銀河のうち最も近い NGC1300(距離 20Mpc) と NGC5383(距離 35Mpc) について、野辺山 45m を用いた CO 観測により、棒部にも分子ガスが豊富に存在することを確認している。そこで今回この結果を用いて、これまで定量化されていなかった強い棒部を持つ棒渦巻銀河の SFE を導出した。NGC1300 の星形成率は HST の $H\alpha$ 画像を用いて導出し、NGC5383 については過去の $H\alpha$ 観測結果を用いた。導出の結果、両方の銀河において棒部の SFE は腕部に比べ 1 桁近く小さいことがわかった。今回の結果はこれまで観測された棒渦巻銀河に比べて、強い棒部では著しく SFE が小さいことを示している。さらに我々は、棒部と腕部の分子ガスの性質を詳しく調べるため、ALMA を用いて NGC1300 の CO(1-0) の観測を、角分解能約 50 pc で行った。その結果、棒部の HII 領域が見られない領域でもダストレーンに付随して 50~100pc スケールの分子ガスの構造があることがわかった。今後は、分子雲を同定しその性質について棒部と腕部の違いを調べていく予定である。

1 Introduction

棒渦巻銀河の棒部では顕著なダストレーンが見られ星形成の母体となる分子ガスが豊富にあると思われるが、HII 領域は見られず、重い星の形成が抑制されていることが知られている。これまでの研究では、棒構造に突入する分子雲の速度が大きいため分子雲が破壊される可能性 (e.g., Tubbs 1982)、強い Shear によって分子雲の形成が抑制されている可能性 (e.g., Athanassoula 1992)、あるいはその両方の可能性 (Reynaud & Downes 1998) が示唆されてきた。近年では、棒部では分子雲衝突の相対速度が大きく、衝突している期間が短いため、重い星が形成されない可能性 (Fujimoto et al. 2014) や、分子雲が重力的に束縛されていない可能性 (Sorai et al. 2012) などが指摘されているが依然としてその原因ははっきりしていない。

観測的には、これまでの CO 観測から棒部での星形成効率 (SFE) は、腕部に比べて 2~3 倍低いことが知られている (e.g., M83; Hirota et al. 2014, NGC4303; Momose et al. 2010)。しかし、これら観測されてきた棒渦巻銀河の棒部には星形成が見られるものがあり、抑制が非常に顕著に表れている棒部 (強い棒部) を持つ銀河を対象として星形成抑制の原因を調べるのがより理想的であろう。そこで我々は、そのような特徴を持つ銀河のうち最も近い NGC1300(距離 20Mpc) と NGC5383(距離 35Mpc) を対象とした。残念ながら、これまでこの銀河の棒部・腕部の CO 観測は行われておらず、星形成活動や分子雲の性質は定量化されていなかった。そこで我々はこの研究の第一段階として、野辺山 45-m 望遠鏡、HST を用いて星形成効率の導出を行った。以下では、主に NGC1300 について紹介する。

2 星形成効率

2.1 分子ガス面密度

分子ガス質量は、野辺山 45m を用いた CO(1-0) 観測により求めた (Maeda et al. 2018)。観測された CO(1-0) の velocity-integrated intensity I_{CO} 及び、分子ガス面密度 Σ_{mol} を表 1 に示す。 Σ_{mol} は以下の式で求めている。

$$\Sigma_{\text{mol}} = \alpha_{\text{CO}} I_{\text{CO}} \cos i \quad (1)$$

ここで、 α_{CO} は CO-to-H₂ conversion factor であり、 $4.36 M_{\odot} (\text{K km s}^{-1} \text{ pc}^2)^{-1}$ とした。また、 $i = 35^\circ$ は NGC1300 の inclination である。表 1 を見ると棒部にも腕部と同じくらいのガスの量があることがわかる。

2.2 星形成率面密度

星形成率を求めるため、HST のアーカイブデータをもとに H α 画像を作成した。具体的には広帯域フィルター F555W(V)、F814W(I) によって撮られたの画像を元に H α の波長における連続光画像を作り、狭帯域フィルター F658N(H α) によって取られた画像から差し引いて作成した。より詳細な方法は Böker et al. (1999)、Gutiérrez et al. (2011) を参照していただきたい。

求めた星形成率面密度 Σ_{SFR} を表 1 に示している。星形成率面密度は以下の式で導出している。

$$\left(\frac{\Sigma_{\text{SFR}}}{M_{\odot} \text{ yr}^{-1} \text{ kpc}^{-2}} \right) = 3.81 \times 10^{49} \left(\frac{K_{\text{H}\alpha}}{M_{\odot} \text{ yr}^{-1} \text{ erg}^{-1} \text{ s}} \right) \times \left(\frac{D}{\text{Mpc}} \right)^2 \left(\frac{F_{\text{H}\alpha}}{\text{erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}} \right) \left(\frac{R}{\text{kpc}} \right)^{-2} \cos i \quad (2)$$

ここで、 $F_{\text{H}\alpha}$ は H α の flux である。 $K_{\text{H}\alpha}$ は H α 光度と星形成率の変換係数で、ここでは 5.3×10^{-42} (Calzetti et al. 2007) を用いている。 D は NGC1300 までの距離、 R は観測した領域の半径 (670 pc) である。

2.3 星形成効率

星形成効率、SFE は

$$SFE = \frac{\Sigma_{\text{SFR}}}{\Sigma_{\text{mol}}} \quad (3)$$

と定義される。図 2 に求めた SFE を示す。この図は縦軸に Σ_{SFR} 、横軸に Σ_{mol} をとった、いわゆる Kennicutt-Schmidt relation であり、斜めの黒い点線が SFE が一定である線を示す。色のついた領域は近傍の渦巻銀河の観測結果である (Bigiel et al. 2008)。これを見ると、腕部は近傍の渦巻銀河と同等の SFE であるのに対して、棒部の SFE は腕部に比べて 1 桁近く小さいことがわかる。これはこれまで観測された棒渦巻銀河 (e.g., M83, NGC4303) に比べて、強い棒部では分子ガスが腕部と同じくらい豊富にあるにも関わらず著しく SFE が小さいことを示している。1 点、Arm C の SFE が低くなっているが、この点はずれと H α が無いことと矛盾しない。

3 ALMA による CO(1-0) の観測

著しく星形成が抑制されている棒部と活発な星形成活動をしている腕部において分子雲の性質に違いがあるかどうか調べ、その原因を探るため、ALMA 望遠鏡を用いて高角分解能な CO(1-0) 観測を Cycle 5 で実施した。観測領域は図 1 に示して。FoV は約 54 秒であり、角分解能は約 0.35 秒 = 35 pc である。観測の結果、腕部・棒部において 50~100pc スケールの分子ガスの構造があることがわかった。これは、HII 領域が見られない領域においても分子雲が形成されているが、星形成は起きていないことを示す可能性がある。今後は、分子雲を同定しその性質について棒部と腕部の違いを調べていく予定である。

表 1: NGC1300 の分子ガス面密度と星形成面密度

Region	I_{CO} (K km s ⁻¹)	Σ_{mol} ($M_{\odot}$ pc ⁻²)	$\log \Sigma_{\text{SFR}}$ ($M_{\odot}$ yr ⁻¹ pc ⁻²)
Bar A	2.8 ± 0.3	10.2 ± 1.1	$-3.06^{+0.17}_{-0.08}$
Bar B	4.7 ± 0.3	17.0 ± 1.1	$-2.78^{+0.14}_{-0.05}$
Arm A	4.9 ± 0.4	17.7 ± 1.3	$-1.74^{+0.06}_{-0.05}$
Arm B	3.0 ± 0.4	10.7 ± 1.4	$-2.30^{+0.13}_{-0.12}$
Arm C	3.2 ± 0.4	11.4 ± 1.6	$-2.83^{+0.24}_{-0.18}$

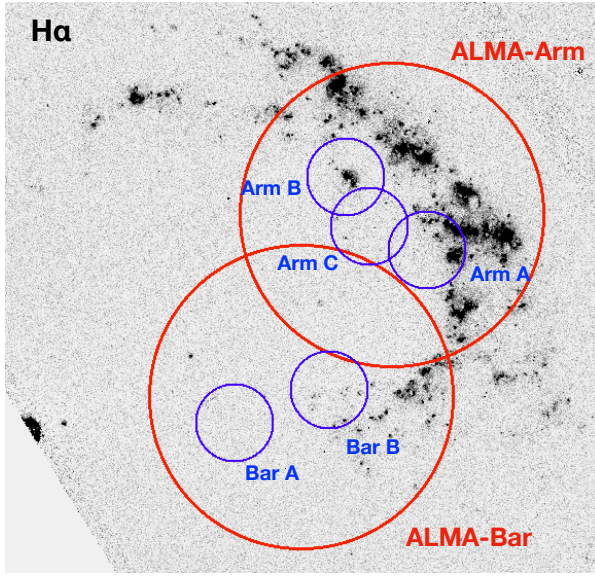


図 1: NGC1300 の観測領域。画像は HST が撮った H α image。青丸が野辺山 45m で観測した領域で、Beamsize は $15'' = 1.5\text{kpc}$ である。赤丸が ALMA 望遠鏡で観測した領域であり、FoV は約 $54''$ 、角分解能は約 $0.35'' = 35\text{ pc}$ である

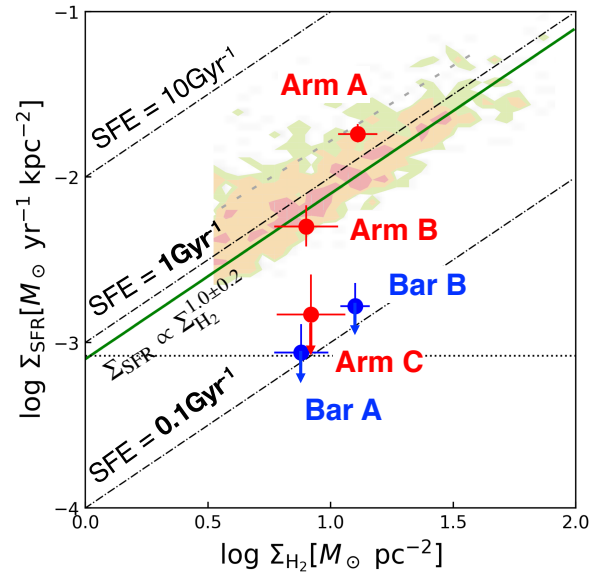


図 2: Kennicutt-Schmidt 関係。斜めの黒線が SFE 一定の線である。赤・青丸が NGC1300 の観測結果。色のついた領域は Bigiel et al. (2008) の結果であり、緑線はその結果を直線で fit した結果である。水平な点線は HST のノイズレベルを示している。

Reference

Athanassoula, E., 1992, MNRAS 259, 345

Bigiel, F., et al. 2008, AJ, 136, 2846

Böker, T. et al. 2008, ApJS, 124, 95

Calzetti, D., 2007, ApJ, 666, 870

Fujimoto, Y., et al. 2014, MNRAS 445, L65

Gutiérrez, L., Beckman, J. E., & Buenrostro, V. 2011, ApJ, 141, 113

Hirota, A., et al. 2014, PASJ, 66, 46

Maeda, F., et al. 2018, PASJ, 70, 37

Momose, R., et al. 2010, ApJ, 721, 383

Sorai, K., et al. 2012, PASJ, 64, 51

Tubbs, A.D. 1982, ApJ 255, 458

XCLUMPY: X-Ray Spectral Model from Clumpy Torus and Its Application to Circinus Galaxy

谷本 敦 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

We construct an X-ray spectral model from a clumpy torus in an active galactic nucleus (AGN) with Monte Carlo simulation for Astrophysics and Cosmology (MONACO: Odaka et al. 2016). The geometry of the torus is same as Nenkova et al. (2008a,b), which adopt a power law distribution in the radial direction and a normal distribution in the angular direction. We investigate the dependence of the X-ray continuum. We apply our model to the Circinus galaxy observed with *Suzaku*, *XMM-Newton*, and *NuSTAR*. Our model can reproduce the observed broadband X-ray spectra. We obtain the hydrogen column density along the equatorial plane $N_{\text{H}}^{\text{Equ}} = 34.9_{-0.52}^{+0.65} \times 10^{24} \text{ cm}^{-2}$ and torus angular width $\sigma = 32.1_{-0.33}^{+0.45} \text{ degree}$.

1 Introduction

There is obscuring matter consisting of gas and dust called torus that surrounds a super massive black hole (SMBH) and accretion disk (Antonucci 1993; Urry & Padovani 1995). This torus plays an important role in active galactic nucleus (AGN) feeding. This is because this torus is a mass reservoir existing between the SMBH and host galaxy. Elucidating the structure of the torus is essential to understand a co-evolution between the SMBH and host galaxy (Kormendy & Ho 2013). However, the basic properties of the torus is still not clear.

X-ray observation is a powerful tool to understand the nature of surrounding material such as tori. Unlike mid infrared and radio emission, which mainly trace only dust and cool gases, respectively, X-rays can trace all material including gas and dust. X-ray spectra consist of a direct power law component and reflection component from the torus. This reflection component enable us to investigate the torus structure. For example, the flux and shape of the continuum depend on the hydrogen column density and covering factor of the torus. This reflection component contains fluorescence lines, es-

pecially Fe $K\alpha$ at 6.4 keV flux also depends on these torus parameters. Recently, the torus is most likely a group of many dusty clumps (clumpy torus: Krolik & Begelman 1988; Wada & Norman 2002; Hönig & Beckert 2007). Nenkova et al. (2008a,b) constructed the infrared spectral model from the clumpy torus. Their model could reproduce AGN infrared observations.

The structure of this proceeding is as follows: In Section 2, we describe the geometry of the torus and our Monte Carlo simulation. In Section 3, we present the results such as a dependence of the X-ray spectrum. In Section 4, we apply our model to the Circinus galaxy observed with *Suzaku*, *XMM-Newton*, and *NuSTAR*. Throughout the paper we adopt standard cosmological parameters ($H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $\Omega_{\text{m}} = 0.3$, $\Omega_{\lambda} = 0.7$). The errors on the spectral parameters correspond to the 90% confidence limits for a single parameter.

2 Monte Carlo Simulation

A Monte Carlo approach is suitable to solve radiative transfer in complex geometry such as an AGN torus. This is because multiple interactions

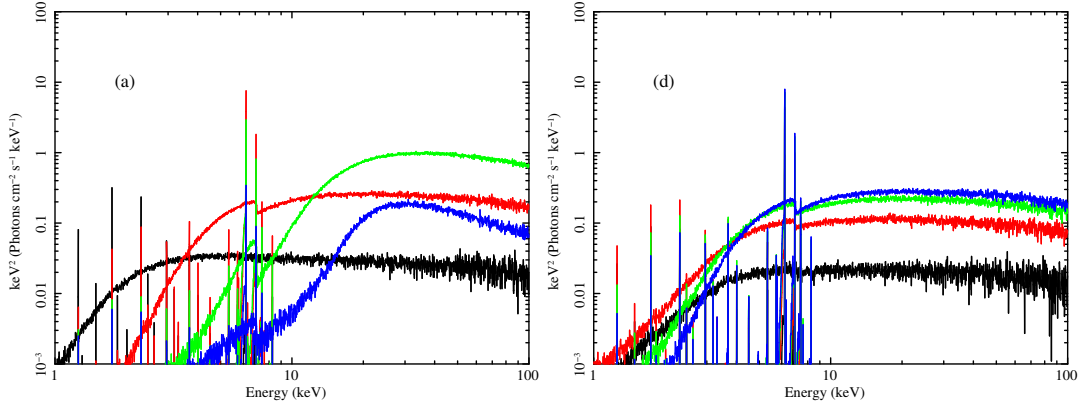


図 1: Dependence of the X-ray spectrum on the (a) hydrogen column density along the equatorial plane, (d) torus angular width ($i = 90$ degree), (e) inclination angle ($\sigma = 30$ degree), (f) inclination angle ($\sigma = 60$ degree). We adopt the following values as default parameters: $\log N_{\text{H}}/\text{cm}^{-2} = 24$, $\sigma = 60$ degree, $i = 60$ degree, $\Gamma = 2.0$, and $E_{\text{cut}} = 100$ keV. (a) Black line: $\log N_{\text{H}}/\text{cm}^{-2} = 23$. Red line: $\log N_{\text{H}}/\text{cm}^{-2} = 24$. Green line: $\log N_{\text{H}}/\text{cm}^{-2} = 25$. Blue line: $\log N_{\text{H}}/\text{cm}^{-2} = 26$. (d) Black line: $\sigma = 10$ degree. Red line: $\sigma = 30$ degree. Green line: $\sigma = 50$ degree. Blue line: $\sigma = 70$.

play an important role in a optically thick matter. We construct an X-ray spectral model from a clumpy torus with Monte Carlo simulation for Astrophysics and Cosmology (MONACO: Odaka et al. 2016). This code utilizes the Geant4 toolkit library (Agostinelli et al. 2003; Allison et al. 2006, 2016) in order to track photons in a complicated geometry. Geant4 contains implementation of physical processes related to the X-ray reflection. We do not use these built-in implementation but use our own implementation that is optimized for astrophysical applications.

We perform a Monte Carlo simulation that generated 0.6 billion primary photons. These photons follow the power law distribution with photon index 2.0 in an energy range 0.5-500 keV for parameter sets other than photon index and cutoff energy. In our simulation, we keep the information on photon's initial energy. We are able to obtain another photon index and cutoff energy simulation data by weighting the photon index 2.0 simulation data. Then, we construct $\Gamma = 1.5, 2.5, 3.0$ and $E_{\text{cut}} = 10, 50, 100, 500$ keV simulation data.

3 Results

We investigate the dependence of X-ray spectrum on the torus parameters. We adopt the following values as default parameters: $\log N_{\text{H}}/\text{cm}^{-2} = 24$, $\sigma = 60$ degree, $i = 60$ degree, $\Gamma = 2.0$, and $E_{\text{cut}} = 100$ keV. Figure 2 shows the dependence of the X-ray spectrum on the (a) hydrogen column density along the equatorial plane, (d) torus angular width ($i = 90$ degree).

In Figure (1a), the Compton hump increases with the hydrogen column density. The X-ray flux below 3 ($\log N_{\text{H}}/\text{cm}^{-2} = 24$) and 12 ($\log N_{\text{H}}/\text{cm}^{-2} = 25$) keV decreases and X-ray flux above 3 and 12 keV increases. The X-ray flux of all energy decreases ($\log N_{\text{H}}/\text{cm}^{-2} = 26$). This is because the intensity of the reflection component increases with the hydrogen column density, whereas self-absorption by the torus also tends to occur. In Figure (1d) the X-ray flux below 4 keV decreases and the X-ray flux above 4 keV increases with the torus angular width. The reason is that the effective area of the scatterer increases with the torus angular width.

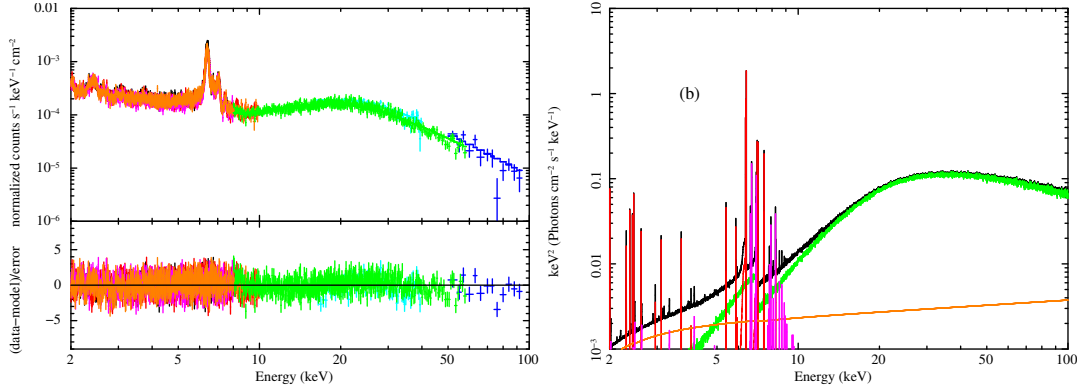


図 2: Left: folded X-ray spectra fitted with the Xclumpy model. Right: best-fitting model. Left: Black crosses: *Suzaku*/BIXIS. Red crosses: *Suzaku*/FIXIS. Light blue crosses: *Suzaku*/PIN. Blue crosses: *Suzaku*/GSO. Pink crosses: *XMM-Newton*/EPN. Orange crosses: *XMM-Newton*/MOS. Green crosses: *NuSTAR*/FPMs. Upper panel: solid curves represent the best-fitting model. Lower panel: each crosses represents residual. Right: Black line: total. Green line: reflection component from the torus. Red lines: emission line from the torus. Orange line: contamination from the CGX1. Magenta lines: contamination from the CGX2.

4 Its Application to Circinus galaxy

We apply our model to the Circinus galaxy. This is because Ichikawa et al. (2015) applied the infrared clumpy torus model and investigated the torus structure. There are observation data of Circinus galaxy with *Chandra*, *XMM-Newton*, *Suzaku*, and *NuSTAR*.

4.1 Spectral Analysis

We perform simultaneous fit to the *Suzaku*/BIXIS (2–8 keV), *Suzaku*/FIXIS (2–10 keV), *Suzaku*/PIN (16–40 keV), *Suzaku*/GSO (50–100 keV), *XMM-Newton*/EPN (2–8 keV), *XMM-Newton*/MOS (2–10 keV), and *NuSTAR*/FPM (8–60 keV). We apply our model to these observations. Our model can reproduce the observed X-ray spectra. Figure 2 shows the (a) folded X-ray spectra and (b) best-fitting model.

4.2 Discussion

We compare the torus parameters obtained from X-ray and infrared spectra. First, we compare the hydrogen column density along the equatorial plane. We assume that the gas-to-dust ratio in the Galaxy (Draine 2003) in order to convert the hydrogen column density from the optical depth. We obtain the $N_{\text{H}}^{\text{Equ}} = 0.5 \times 10^{24} \text{ cm}^{-2}$ from infrared (Ichikawa et al. 2015), whereas we obtain the $N_{\text{H}}^{\text{Equ}} = 3.5 \times 10^{25} \text{ cm}^{-2}$ from X-ray. The hydrogen column density from X-ray is about 70 times larger than it from infrared. This implies that the gas-to-dust ratio is different in the AGN environment. This is because strong AGN radiation destroy the dust. In fact, the Eddington ratio of Circinus galaxy is relatively high ($\log \lambda_{\text{Edd}} = -0.92$). Next, we compare the torus angular width. We obtain $\sigma = 65$ degree from infrared and $\sigma = 32$ degree from X-ray. The torus angular width from infrared is larger than it from X-ray. This implies that the covering factor of the dust is larger than the it of gas. In fact, Stalevski et al. (2017) revealed that a major fraction of infrared emission comes from the polar regions.

5 Conclusion

We construct an X-ray spectral model from a clumpy torus in an active galactic nucleus (AGN) with a Monte Carlo simulation for Astrophysics and Cosmology (MONACO: Odaka et al. 2016). We assume that the geometry of the torus is same as Nenkova et al. (2008a,b).

1. We investigate the dependence of the X-ray spectrum and Fe K α line profile on the torus parameters.
2. We apply our model to the Circinus galaxy observed with *Suzaku*, *XMM-Newton*, and *NuSTAR*. Our model can reproduce the observed broadband X-ray spectra.

Reference

- Agostinelli, S., Allison, J., Amako, K., et al. 2003, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 506, 250
- Allison, J., Amako, K., Apostolakis, J., et al. 2006, IEEE Transactions on Nuclear Science, 53, 270
- . 2016, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 835, 186
- Antonucci, R. 1993, ARA&A, 31, 473
- Draine, B. T. 2003, Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 41, 241
- Hönig, S. F., & Beckert, T. 2007, MNRAS, 380, 1172
- Ichikawa, K., Packham, C., Ramos Almeida, C., et al. 2015, ApJ, 803, 57
- Kormendy, J., & Ho, L. C. 2013, ARA&A, 51, 511
- Krolik, J. H., & Begelman, M. C. 1988, ApJ, 329, 702
- Nenkova, M., Sirocky, M. M., Ivezić, Ž., & Elitzur, M. 2008a, ApJ, 685, 147
- Nenkova, M., Sirocky, M. M., Nikutta, R., Ivezić, Ž., & Elitzur, M. 2008b, ApJ, 685, 160
- Odaka, H., Yoneda, H., Takahashi, T., & Fabian, A. 2016, MNRAS, 462, 2366
- Stalevski, M., Asmus, D., & Tristram, K. R. W. 2017, MNRAS, 472, 3854
- Urry, C. M., & Padovani, P. 1995, Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 107, 803
- Wada, K., & Norman, C. A. 2002, ApJ, 566, L21

近傍銀河の大局的磁力線

藏原 昂平 (鹿児島大学大学院 理工学研究科)

Abstract

本研究の目的は、近傍銀河の磁力線が銀河面内で円環に沿って閉じるか否かを検証することである。銀画面内のガスは円運動を行っている。電離したガスは磁場によるローレンツ力の影響を受け磁力線に沿って運動することから、ガスが円運動をしているならば銀河面内の磁場もガスの円運動に沿う円環状の構造を持つはずである。しかし、近傍銀河の大局的な磁場構造はスパイラル構造を持っている。磁場のスパイラル構造にそってガスが運動するとその運動は円運動ではなくなるため、実際の銀河面内のガスの運動とガスが磁力線に沿って運動することに矛盾が生じる。

そこで、我々は安楽修論 (2015) の手法を用いて、近傍銀河 NGC6946 について磁場ベクトルを決定し、銀河面内で円環に沿って閉じるであろう磁場ベクトル構造を持つ結果を得た Dobbs et al.(2016) の結果と比較することで、実際の銀河 NGC6946 の磁力線が円環で閉じるかどうかを検証した。その結果、銀河中心を中心とする円に対して、NGC6946 の磁場の角度の方位角方向変化は物質腕との関係がみられ、磁場の向きの方位角方向変化は物質腕との関係がみられなかった。一方、比較対象である、Dobbs et al.(2016) で説明される磁場ベクトルは、磁場の角度の方位角方向変化・磁場の向きの方位角方向変化ともに物質腕との関係がみられた。これらの結果から、NGC6946 は、Dobbs et al.(2016) で説明できるような銀河の磁力線が円環で閉じる磁力線構造は持っていないことがわかった。

1 Introduction

銀河には数 μG 程度の磁場が存在しており、その磁場の構造は銀河の渦状腕によく沿っている (Sofue et al. 1986, Beck. 2015)。揃った磁場とは別に、ランダムな磁場も存在している (Haverkorn. 2014)。これらの磁場強度は揃った磁場が約 $3\mu\text{G}$ 、ランダムな磁場が $5\mu\text{G}$ 程度である (Sofue et al. 1986)。銀河の磁場の起源については①初期磁場を巻き込んでできた構造、②銀河ダイナモによってできた構造、の 2 種類に分類できる。①初期磁場の巻き込みを考えた場合、Sofue et al.(1986) で説明されるような円環で閉じない磁力線になると考えられる。

磁場は電離ガスの運動を反映し、電離ガスは磁力線に沿って運動する (B. Adebahr et al. 2013、V. Heesen et al. 2011、Beck et al. 1999、)。また、中性ガスの塊は磁場と相互作用はしないが、一部が電離し電離ガスになっている場合、その電離ガスと中性ガスが相互作用をするため、一部が電離していれば中性ガスの塊もやはりある割合で磁場に沿って運動する。近傍銀河の大局的な磁場構造は銀河の物質腕

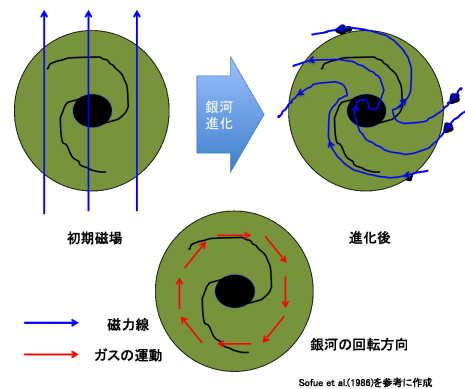


図 1: 初期磁場の巻き込みによる磁力線構造

に沿ったスパイラル構造を持つ (Beck. 2015)。一方で銀河面内のガスは銀河面内のガスは円運動とみなせる運動をしている。磁場のスパイラル構造に沿ってガスが運動するとその運動は円運動ではなくなるため、ガスが磁力線に沿って運動することに矛盾が生じる。

現在までに、近傍銀河の大局的な磁力線構造に関する観測的研究はされていない。なぜなら、従来は

観測データから磁場の角度は調べることができたが、磁場の向きまでは知ることができなかったからである。しかし、安楽修論 (2015) で磁場の向きを決定する手法が開発された。磁場の角度だけでは、その磁場に沿ってどちらの向き磁力線が進んでいるかわからない。磁場の向きが決定できると、その磁場の向きをつなげることで磁力線が描けるため、磁場の向きは磁力線の構造を解明するためには必要不可欠である。そこで我々は、安楽修論 (2015) の手法を用いて近傍銀河 NGC6946 に対して、磁場ベクトルマップを作成した。得られた NGC6946 の結果と、銀河回転にのった円環で閉じるような磁場ベクトル構造をもったシミュレーション結果 (Dobbs et al. 2016) を比較することで、近傍銀河 NGC6946 の大局的な磁力線構造が銀河面内で円環に沿って閉じるかどうかを検証した。

2 Method

銀河の傾きと RM(Rotation Measure) の情報を用いることで、磁場ベクトルの向きを決定できる。RM は磁場の視線方向成分に関係している。視線に対して天体から我々に向かう向きに磁場が存在していれば、 $RM > 0$ であり、磁場の向きが逆であれば $RM < 0$ である。したがって、観測した偏波が銀河ディスクからの放射であり、RM の値もディスクの成分の寄与が大きいと仮定すると、銀河の傾きと RM の符号から偏波角の 180 度の不定性を取り除くことができる。

ここでは、図 2 のように天球面上での銀河の傾きが西側が手前となるように Face on 補正を行なった場合について、磁場ベクトルの描画の仕方を説明する。

磁場ベクトルの描画に必要な情報は①座標値 (pX_1, pY_1)=偏波の始点 (X_3, Y_2)、②偏波角の値 (PolA)、③偏波の終点 (pX_2, pY_2)、④銀河の傾きの情報、⑤ RM、である。ここでは、ベクトルの始点の座標をピクセルの中心値と同じにする。ここで、銀河の短軸を X 軸に揃える操作を行った後から説明する。銀河の短軸を X 軸に揃える操作は 3.7 節を参考にされたい。まず、図 2 のように天球面上での銀河の傾きが西側が手前となっている場合、 $RM > 0$ で磁場のベクトルは西向き、 $RM < 0$ で東向きになっている。

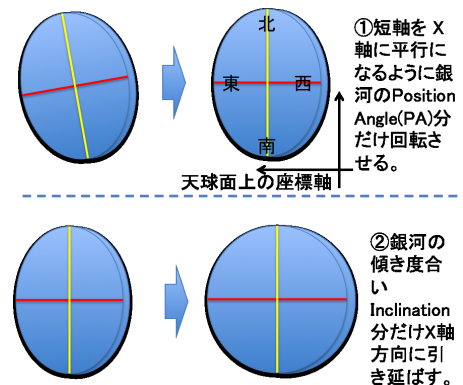


図 2: Face on 補正

したがって、銀河の短軸が X 軸に揃っている場合、座標値 (pX_1, pY_1) と偏波の終点 (pX_2, pY_2) の X 軸成分の大小関係を比較することで、ベクトルの始点と終点を決定することができる。なぜなら、 $pX_1 > pX_2$ の時、点 pX_1 は点 pX_2 の東側にあり、 $pX_1 < pX_2$ の時、西側にあるからである。このことを利用して、偏波の始点 (pX_1, pY_1)・終点 (pX_2, pY_2) を磁場ベクトルの始点 (pX_1, pY_1)・終点 (pX_3, pY_3) に書き直す (図 3)。

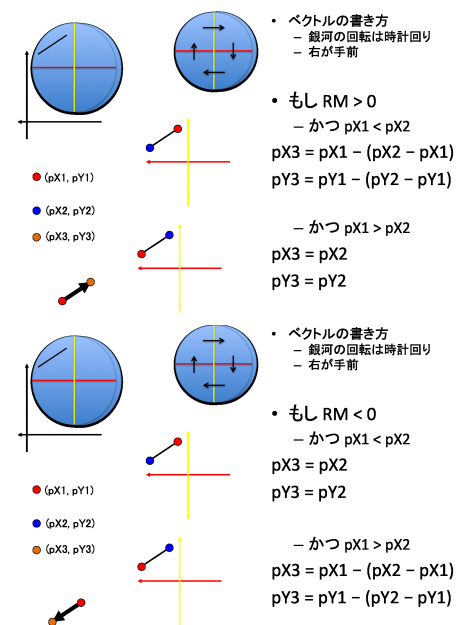


図 3: 磁場ベクトルの始点・終点

3 Data

NGC6946 の磁場ベクトルマップを作成するために、超大型干渉電波望遠鏡群 (Very Large Array, VLA) のアーカイブデータを用いて Astronomical Image Processing System(AIPS) と呼ばれるソフトで解析を行った。

表 1: NGC6946 の VLA アーカイブデータ情報

観測日	25-Jul-88	1-Apr-91
バンド	L	C
周波数	1665 MHz	4885 MHz
アレイ配置	D array	D array
ターゲット天体名	NGC6946	NGC6946
強度・偏波校正天体名	3c286	1328+307
Gain 校正天体名	2021+614	2021+614

4 Results and Discussion

4.1 磁場ベクトルマップの再現性

磁場ベクトルの向きを決定する際、銀河の傾きと RM の情報を用いている。RM は視線に対する積分量であるため Face on 銀河の観測の場合、その視線上にはディスク成分に加えてハロー成分も含まれている。

$$\frac{RM}{\text{rad m}^{-2}} = 8.1 \times 10^5 \int_0^{\frac{z}{\text{pc}}} \left(\frac{n_e}{\text{cm}^{-3}} \right) \left(\frac{B_{||}}{\mu\text{B}} \right) d\left(\frac{z}{\text{pc}}\right) \quad (1)$$

そこで、ハロー成分が磁場ベクトルマップへ及ぼす影響を調査した。調査方法は、銀河磁場のトイモデルを作成しそのモデルから計算される偏波角と RM の情報からベクトルマップを作成し、モデルで仮定した磁場構造を再現できるかどうかを検証した。トイモデルは、Thick disk と Thin disk の 2 成分を考えており、RM を計算するためそれぞれの成分は磁場強度、磁場構造、熱電子密度の情報を持っている。それらの各情報は以下のリファレンスから引用した。

- 磁場強度

Thick - Ferrière & Terral(2014)

Thin - Han et al.(2006)、Giacinti et al.(2010)

- 磁場構造

Thick - Ferrière & Terral(2014)

Thin - Akahori et al.(2018)

- 熱電子密度

Thick - Cordes & Lazio(2002)

Thin - Cordes & Lazio(2002)

その結果、銀河のインクリネーションによってモデルの再現性が変化することがわかった (図 fig:Toymodel)。インクリネーションが小さいと観測される RM へのハロー成分の寄与が大きくなり、インクリネーションが大きいと偏波構造がずれてくることがわかった。

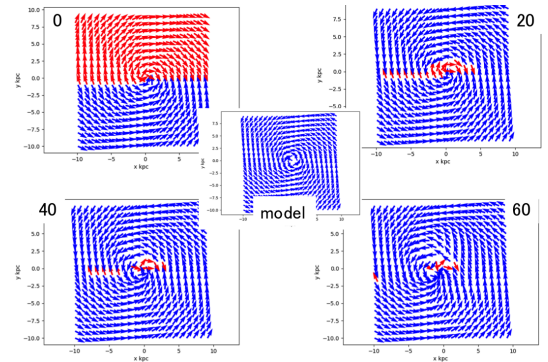


図 4: Toy model による磁場ベクトルの再現性: それぞれの左上、右上の数字がインクリネーションを表している。

したがって、磁場ベクトルマップの再現性はインクリネーションがちょうど中間 (45 度) あたりの銀河に対して最も有効であることがわかった。

4.2 NGC6946 の磁力線構造

偏波解析の結果 L・C 帯での偏波マップが作成でき、マップ上での各点で偏波角・偏波強度・Rotation Measure(RM) が得られた。また、2nd Digitized Sky Survey Blue (DSS2 B) の画像 (McLean et al. 2000) と The HI Nearby Galaxy Survey(THINGS) の速度

場の情報 (Walter et al. 2008) から銀河の傾きを推測し、作成した RM マップと C 帯の偏波マップから磁場ベクトルマップを作成した。

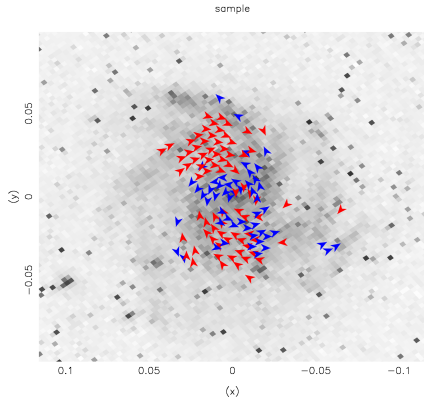


図 5: NGC6946 の磁場ベクトルマップ Face on view. 背景は DSS2 B の画像であり、VLA の C 帯のビームサイズに分解能を合わせている。

銀河回転にのった円環で閉じるような磁場ベクトル構造をもったシミュレーション結果 (Dobbs et al. 2016) と①磁場のピッチ角、②磁場の向き、の 2 点について比較を行った。

磁場のピッチ角とは接線に対する磁場の角度、磁場の向きとは接線に対する磁場ベクトルが向いている角度とする (図 6)。

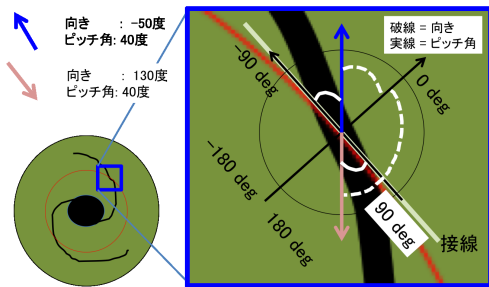


図 6: 磁場のピッチ角と磁場の向きの定義

①磁場のピッチ角について、図 7 に示す。

図 7 中の灰色の長方形は物質腕がある部分を示している。磁場のピッチ角については、両者ともに同じ傾向であり、物質腕の間で連続的に変化している。その変化の幅は Dobbs et al. (2016) で約 80 度、NGC 6946 で約 40 度であった。

②磁場の向きについて、磁場のピッチ角が連続的

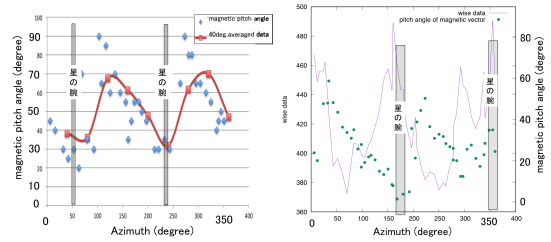


図 7: 銀河中心周りの方位に対する磁場のピッチ角変化 (左)Dobbs et al. (2016) 点: ピッチ角、線:ピッチ角を方位角方向に 40deg で平均、(右)NGC6946 点: ピッチ角、線:12 μ m の明るさ

に変化している物質腕の間での変化を図 8 に示す。

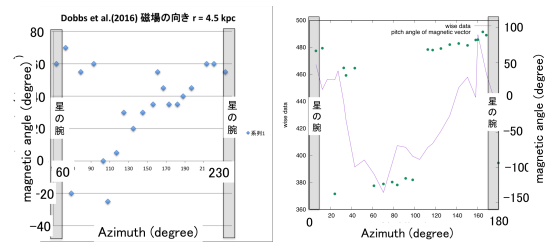


図 8: 磁場の向きの方位角方向変化

(左)Dobbs et al. (2016) 点: 磁場の向き、(右)NGC6946 点: 磁場の向き、線:12 μ m の明るさ

磁場の向きについては、Dobbs et al. (2016) では連続的に磁場の向きが変わっているのに対し、NGC6946 では磁場の向きの変化が不連続である。

5 Conclusion

NGC6946 について磁場ベクトルを決定し、MHD シミュレーション結果のベクトルマップと比較を行うことで磁力線が銀河面内で円環に沿って閉じるか否かを検証した。

NGC6946 の磁力線構造は、磁場の向きが連続的に変化していないことから、銀河の回転方向の磁場と反回転方向の磁場を一本の磁力線で説明することができない。これを Dobbs et al. (2016) が提示する磁場の反転モデルで説明することは困難であるということがわかった。

Faraday tomography を用いた銀河磁場解析

鈴木 真輝 (熊本大学大学院 自然科学教育部)

Abstract

磁場は宇宙の様々な天体に普遍的に存在し、それらのダイナミクスや高エネルギー現象の多様性を形作っている。このため、天体に関する磁場を解析することによりその天体の進化の過程やダイナミクスを知ることができる。磁場の 3 次元的な情報を得る手法として Faraday tomography という手法がある。これは、観測された偏波強度スペクトルをフーリエ変換することによって、視線上の磁場と偏波分布を示すファラデースペクトル (Faraday Dispersion Function:FDF) を合成する手法である。この手法によりこれまで得ることができなかった奥行き方向の磁場構造を解析することが可能になる。Faraday tomography 磁場解析には 2 つの問題がある。1 つは観測された偏波強度スペクトルからどのように構築するか。もう 1 つは得られた FDF からどのように物理的情報を引き出すかである。ファラデースペクトルは、Rotation Measure (RM) と呼ばれる視線に平行な磁場と電子密度の積の視線積分値の関数であり、直接実空間における偏波強度分布を示すものではない。そのため、観測量からファラデースペクトルを正確に構築できたとしても、我々が知りたい物理情報を引き出せるかは自明ではない。本研究ではこの 2 つ目の問題に焦点を当てている。ファラデースペクトルの解釈を行う先行研究として、face-on の簡略的な銀河のモデルから解析的にファラデースペクトルを計算し、その形を特徴付ける統計量である幅、歪度、尖度 から磁場の情報を引き出す研究や、視線を斜めにすることで磁場の視線方向成分と偏角を変化させ、ファラデースペクトルの変化を見る研究がある。今回はこれらの先行研究を拡張し、現実的な渦巻銀河のモデルを用いてあらゆる視線方向に関してファラデースペクトルの解析を行い、どのような特徴が現れるか調べた。

1 Introduction

宇宙には多くの磁場が存在し、惑星や恒星、銀河などの様々な天体に付随している。例えば渦巻銀河においては数 kpc のスケールで数 μG の強さの大局磁場が渦に沿って存在していることが観測から明らかになっている。天体に付随する磁場を解析することにより、その天体の構造や進化の過程を解明できるのではないかと期待されている。観測される磁場は主にシンクロトロン放射によるものである。視線上の磁場の情報を得る一般的な手法として、Faraday rotation と呼ばれる手法がある。これは偏波が磁気流体中を通過する際に偏波角が回転する現象のことである。この偏波角を多数の波長で観測することで、非常にシンプルな状況では以下の式のように線形に近似することができる。

$$\chi = \chi_0 + RM\lambda^2 \quad (1)$$

χ_0 は初期偏波角、 λ は観測する波長であり、係数 RM は

$$RM(\text{cm}^{-2}) = 0.8119 \int \left(\frac{n_e}{\text{cm}^{-3}} \right) \left(\frac{B_{\parallel}}{\mu\text{G}} \right) \left(\frac{dr}{\text{pc}} \right) \quad (2)$$

の式で表される。 n_e は電子密度、 $B_{\parallel}$ は視線に平行な磁場である。また、偏波角 χ は観測される偏波強度、すなわち、ストークスパラメータ Q、U を用いて

$$\chi = \frac{1}{2} \arctan \frac{U}{Q} \quad (3)$$

のように表すことができる。偏波角の線形近似により RM を求めることで、磁場の積分量を得ることができる。

さらに、視線上の磁場の構造を得るための手法として Faraday tomography という方法がある。従来の方法では磁場の積分量を求めることしかできなかったため、観測する視線上に偏波源がいくつあるのかを知ることはできなかった。この手法を発展させたものが Faraday tomography であり、磁場の視線分

布を与える。ここで

$$\phi(r) = 0.8119 \int_0^r n_e B_{||} dr \quad (4)$$

と定義する。RM は傾きであり、 ϕ は積分量である。磁場が一様であるようなシンプルな場合は RM と ϕ は一致する。ファラースペクトル $F(\phi)$ を ϕ 空間における偏波強度分布と定義すると、観測される偏波分布 $P(\lambda^2)$ は

$$P(\lambda^2) = \int_{-\infty}^{\infty} F(\phi) e^{2i\phi\lambda^2} d\phi \quad (5)$$

と表される。 $F(\phi)$ は ϕ 空間での偏波強度分布を表す。ファラースペクトルは従来の手法と比較して、磁場や偏波強度、電子密度や宇宙線電子の分布といった多くの情報を持っている。ところが、実距離と ϕ は 1 対 1 対応をしていないためにこれらの情報をファラースペクトルからこれらの情報を引き出すことは難しい。また、観測された偏波強度スペクトルからどのようにしてファラースペクトルを構築するかも問題となっている。今回は 1 つめの得られたファラースペクトルからどのようにして物理的情報を引き出すかに焦点を当てている。先行研究として Ideguchi et al. 2017 では非常にシンプルな銀河モデルを face-on で見たときのファラースペクトルの数値計算を行っており、ファラースペクトルから計算されるモーメント (variance, skewness, kurtosis) と銀河磁場が相関を持っていることが報告されている。さらに、Eguchi et al. in prep. では face-on から視線を傾けたときのファラースペクトルの振る舞いを調べており、観測する状況によってはファラースペクトルが 2 ピークになることが報告されている。今回は仮定している銀河モデルをリングモデルから Axi-Symmetric Spiral (ASS) モデルにしたときの FDF の振る舞いを調べた。

2 Methods

銀河磁場を視線に平行な磁場 $B_{||}$ と垂直な磁場 $B_{\perp}$ に分けて考える。視線に垂直、平行なそれぞれの成分で、コヒーレントな磁場と乱流磁場に分けることができる。

$$B_{||(\perp)} = B_{coh} + B_{random} \quad (6)$$

今回は大局磁場の大きさを $5\mu\text{G}$ 、乱流磁場の大きさを $1\mu\text{G}$ とした。乱流磁場のスケールを 10pc とし、スケールハイト 1kpc を視線方向に 200 分割した。また、銀河のどこでも明るさは一定とする。計算されるファラースペクトルは各 layer における確率密度関数の和で表すことができる。

$$F(\phi) \propto \sum_{j=1}^{N_{||}} P_j(\phi) \quad (7)$$

このとき、十分大きな観測領域をとることで中心極限定理が成り立ち、確率密度関数がガウシアンで記述することができる。

$$P_j(\phi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi j\sigma_\phi}} \exp \left[-\frac{(\phi - j\Delta\phi_{coh})^2}{2j\sigma_\phi^2} \right] \quad (8)$$

$N_{||}$ は分割した layer の個数で、 $\Delta\phi_{coh}$ はコヒーレントな磁場の影響で、 $\Delta\phi_{coh} = K n_e B_{coh} L_{cell}$ という式で表される。 K は定数、 n_e は熱的電子密度、 L_{cell} は乱流磁場のスケールである。今回は $K=0.81$ 、 $n_e = 0.02\text{cm}^{-3}$ とした。 σ_ϕ はランダムな磁場の影響であり、 $\sigma_\phi = K n_e B_{coh} L_{cell}$ と書ける。face-on から視線を傾けることによって渦巻磁場の視線方向成分ができて、ファラデー回転が起きる。これにより各 layer において偏波角 χ は異なる値を持つ。これらを考慮することによって確率密度関数 P_j は

$$P_j(\phi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi j\sigma_\phi}} \exp \left[-\frac{(\phi - \sum B_{||}(j, \theta))^2}{2j\sigma_\phi^2} \right] \exp(2i\chi(j, \theta)) \quad (9)$$

のようになる。 $B_{||}(j, \theta)$ は各 layer の視線に平行な磁場、 $\exp(2i\chi(j, \theta))$ の項は各 layer の偏光角である。

リング磁場に対する磁場のピッチ角を θ' とする。 $\theta' = 20^\circ$ とし Faraday tomography を行い、ファラースペクトルの変化を見た。さらにピッチ角 θ' が変化することによって視線に平行な磁場とファラースペクトルがどのように変化するかを見た。

3 Results

図 1 はピッチ角を 0° (上)、 20° (下) にそれぞれ固定し、視線の傾きを系統的に変化させた時のファラースペクトルの絶対値を示している。

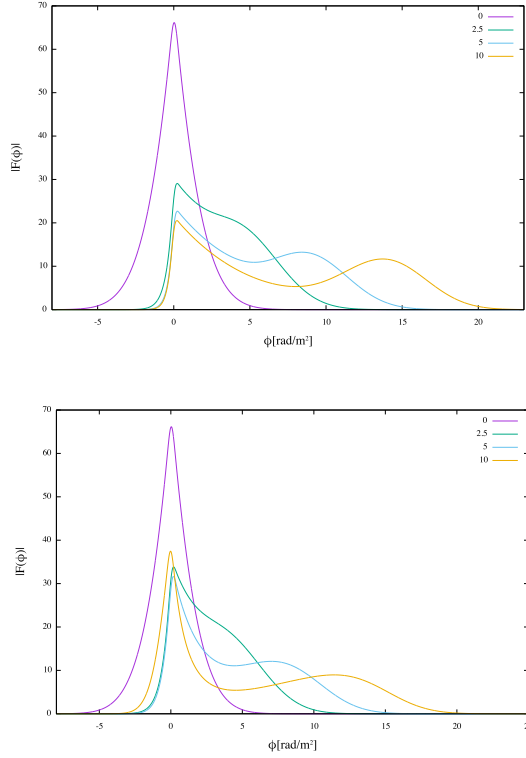


図 1: 視線の傾きを変化させた時のファラースペクトルの変化

視線の傾きが face-on から変化することによって 1 つの天体が 2 ピークを示している。また、1 つ目のピークの値が θ の増加に伴って大きくなっている。式 (8) より、layer が進むにつれてガウシアン幅が大きくなっていくので second component よりも first component の方がより高くなる。図 2 は視線の傾きを 5° に固定し、ピッチ角を系統的に変化させたときのファラースペクトルである。

回転角が大きくなるにつれて 1 つ目のピークが大きくなっている。また、回転角 $\theta' = 0^\circ$ の時に見られた 2 つのピークが、徐々に 1 つのピークへと変化している様子が見て取れる。

4 Discussion

図 3 は各 layer における ϕ を表している。ピッチ角が大きくなるにつれて、より $z \neq 0$ における ϕ の減少率が大きくなっている。従って、図 2 における FDF

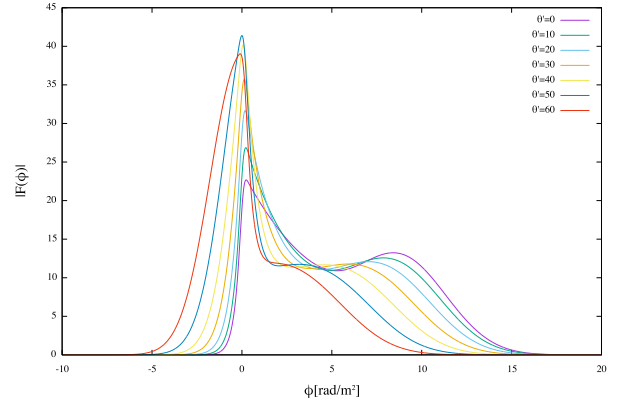


図 2: z と ϕ の関係

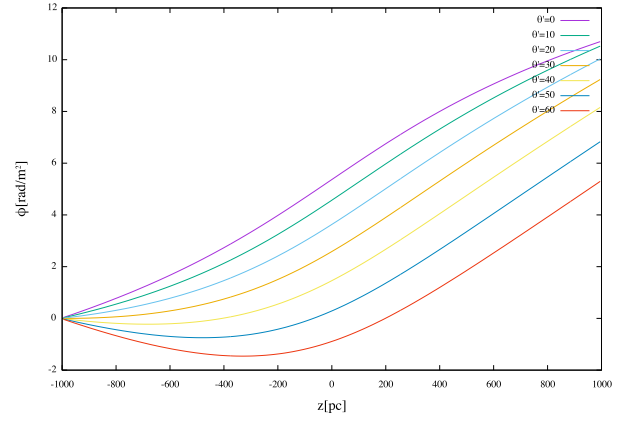


図 3: z と ϕ の関係

がピッチ角の増大とともに ϕ の負の方向へシフトしており、ファラースペクトルの最初のピークもより高くなっていく。これにより傾きが滑らかな $z < 0$ の領域ではより明るさが足し合わされ、ピークが高くなっている。 $\theta = 60^\circ$ でのファラースペクトルのピークが $\theta = 50^\circ$ と比べて低くなっているのも、 ϕ の傾きの絶対値が大きくなっているため、足し合わされる量が少なくなるので図 3 のようになることも説明できる。

5 Conclusion

銀河の磁場を解析することで銀河の構造を知ることができると言われている。Faraday tomography

により銀河の磁場分布を得ることができる。先行研究では face-on や視線の方向を斜めにして Faraday tomography を行うことでファラデースペクトルを解析した。私の研究では先行研究を拡張して、リング銀河の磁場を傾けることでより現実的な銀河のモデルを考え、ファラデースペクトルの変化を見た。その結果 2 つになったピークが 1 つに変化したり、ピークの大きさが変化することがわかった。これは視線方向の磁場が変化することによって明るさの足し合わされ方が違うために、ピークの高さや位置が変わることが考えられる。結論として、磁場の回転角を変化させることによってファラデースペクトルの変化が起き、リング銀河とは異なる様相を表すことがわかった。

Reference

- Brentjens M. A. and de Bruyn, A. G. 2005, *A&A*, 441, 1217
- Widrow M. 2002, *RMP*, 74, 775
- Ideguchi, S., Yuichi, T., Takuya, A., Keitaro, & T., Dongsu, R. 2017, *The Astrophysical Journal*, 843, 146

矮小楕円体銀河の星形成史

三好 貴大 (東北大学大学院 理学研究科 天文学専攻)

Abstract

銀河系の衛星銀河は、矮小楕円体銀河 (dSph) が多く、SDSS 以降では、さらに暗い ultra faint dwarf galaxy(UFD) なども見つかってきている。これらは暗黒物質 (DM) が大きく支配している系であり、星形成史や化学進化を考える上では DM の影響を考慮する必要がある。しかし、ダークハローとバリオンの共進化を追うことは簡単ではなく、シミュレーションに頼ってきた。最近の動きとして、バリオンの影響を semi-analytic-model としてシミュレーションに含めることで、DM 進化の中での、星形成史や化学進化を詳しく言及できるようになった。その一例の論文として、今回、私は Starkenburg E. et al.(2013a) という論文のレビューを行う。本論文では、観測される光度関数や光度金属量関係、星形成史などを再現できた。ただし、金属量分布は観測よりもせまくなっていた。レビューとともに、dSph の星形成史の多様性と、それに影響を与える物理機構を振り返る。また、私の今後の展望としては、よりよい物理的理解のため解析的モデルにおとしこもうとすることである。その際に用いる、銀河系の衛星銀河に見られる universal な動力学関係 (Hayashi, K., & Chiba, M. (2015)) に触れる。また Gaia DR2 から期待される情報の紹介も行う。

1 Introduction

銀河系周りには多くの衛星銀河が存在するが、その形態を調べると、矮小楕円銀河 (dE) や矮小楕円体銀河 (dSph) が多いことがわかっている。これらの銀河は、とても暗く、広がっており、質量光度比にして $10\sim 100$ 、つまり DM が大きく支配している系である。また、現在ガスがほとんど残っておらず、色等級図から求められる年齢は、120 億歳前後のものが多い。これらの銀河の形成の理解は、ダークハローとバリオンの関係に迫ることに対して重要な意義を持つ。また、CDM による階層的合体を考慮すると、銀河系を形作る際のビルディングブロックの生き残りとして考えられるため、銀河系形成の理解の点でも重要である。

観測的に銀河系の衛星銀河の星形成史を導いた論文として、Weisz D.R. et al.(2014) がある。HST による深い観測で求めた色等級図から星形成史を導出すると、図 1 のように多様性が見られた。この多様性に関する物理機構として、主に

1. 宇宙再電離
2. supernova feedback
3. tidal stripping, tidal disruption

がある。これらとダークハローとの結びつきの理解

が重要になる。しかし、これに迫ることは簡単ではなく、シミュレーションに頼るところが大きい。最近の流れとしては、シミュレーションに銀河形成に関するバリオンの物理を semi-analytic に組み込むこんでいる。その一つに Starkenburg E. et al.(2013) の論文 'The satellites of the Milky Way - Insights from semi-analytic modelling in a Λ CDM cosmology' がある。本論文は、宇宙論的な高解像度の Aquarius DM シミュレーションと、semi-analytic に求めたバリオンの物理を組み合わせたものになっている。オリジナリティは星形成史に影響を与える潮汐力の振る舞い (3 の機構) を加えたことである。今回は本論文のレビューと今後の展望について紹介する。

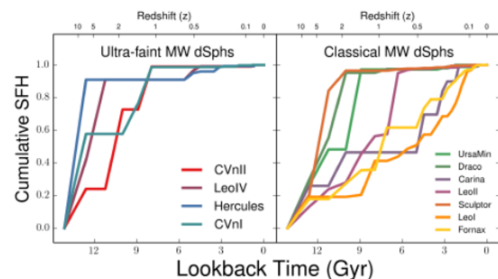


図 1: Milky Way の衛星銀河のうち UFD と dSph の星形成史 (Weisz et al.(2014) より引用)

2 Model

2.1 Aquarius simulation

Aquarius simulation とは、 Λ CDM における Milky-Way クラスの銀河形成の N 体シミュレーションである。z=127 から、シミュレーションを始め、宇宙論パラメーターは WMAP1 のものを用いている。今回、とってきたハローの情報は、以下の図 2 に示している。

Name	m_p ($M_\odot$)	M_{200} ($M_\odot$)	r_{200} (kpc)	Nr. snapshots
Aq-A-5	3.14×10^6	1.85×10^{12}	246.37	128
Aq-A-4	3.93×10^5	1.84×10^{12}	245.70	1024
Aq-A-3	4.91×10^4	1.84×10^{12}	245.64	512
Aq-A-2	1.37×10^4	1.84×10^{12}	245.88	1024
Aq-B-2	6.45×10^3	8.19×10^{11}	187.70	128
Aq-C-2	1.40×10^4	1.77×10^{12}	242.82	128
Aq-D-2	1.40×10^4	1.77×10^{12}	242.85	128
Aq-E-2	9.59×10^3	1.19×10^{12}	212.28	128
Aq-F-2	6.78×10^3	1.14×10^{12}	209.21	112

図 2: 今回のシミュレーションの各パラメータ値

2.2 semi-analytic-model

本論文で用いたモデルは、Li, De Lucia & Helmi(2010) の ejection model に tidal stripping の影響を加えたものになっている。ejection model は、supernova feedback の影響を他の研究と少々変え、さらに再電離の時期を比較的早めにとり、small halo ($T_{vir} < 10^4 K$) の cooling が抑えられたモデルである。Introduction に挙げた 1~3 の物理機構に触れながらその概略を述べる。

2.2.1 宇宙再電離

宇宙再電離の影響により、ガスが電離され、加熱され、銀河の外に抜け出るために星形成が妨げられる。この影響は low-mass の銀河の形成に関わってくる。今回は Gnedin(2000) と Croton et al.(2016) のモデルを用いた。ただし、再電離は $z_0 = 15$ から $z_r = 11.5$ まで続いたとしている。

2.2.2 supernova feedback

超新星爆発によりガスが加熱され、外に抜け出ることと星形成が妨げられる。特に、low-mass な銀河ほどこの影響に敏感である。今回は、ejection model(De Lucia et al.(2004)) というモデルを用いた。

2.2.3 tidal stripping, tidal disruption

衛星銀河はホスト銀河 (Milky Way) の重力により、ダークマターハローだけでなく、星の構成要素であるガスがはぎとられる。ガスの剥ぎ取りは、星質量の半分を含む半径 $R_{\frac{1}{2}}^*$ が、サブハローの質量の半分を含む半径 $R_{\frac{1}{2}}^{DM}$ より大きい際に、 $R_{\frac{1}{2}}^{DM}$ よりも外側の成分ははぎとられるとした。潮汐力による破壊は、衛星銀河の軌道の近点における衛星銀河の質量密度 $\langle \rho_{sat} \rangle$ と、ホスト銀河の質量密度 $\langle \rho_{host} \rangle$ の大小で決める。 $\langle \rho_{sat} \rangle < \langle \rho_{host} \rangle$ の場合、潮汐力の影響を受け、破壊されるとした。参考にしたのは、Guo et al.(2011b) である。

今回の物理機構をまとめたのが図 3 になる。

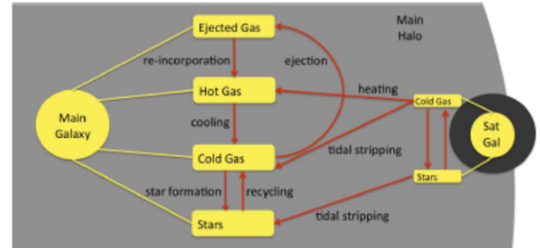


図 3: semi-analytic model に含まれている物理機構

3 Result

3.1 Milky Way

観測と比べると、星質量や、バルジとディスクの質量比などで最もよくあっているのは、Aq-Bであった。しかし、星形成率や、金属量を多く見積もってしまっていて、これらはシミュレーションの解像度の向上とともに更なる観測が求められる。

3.2 satellite galaxy

観測の光度関数と比べると、Aq-B がもっともあっていた。Macció et al.(2010) によると、semi-analytic のコードによらず、host galaxy の halo mass と、衛星銀河の光度関数には関係があり、それが正しいとすると、Aq-B での halo mass が前述の議論と組み合わせると確からしいといえる。

Aq-B について、 $[Mg/H]$ を調べると、観測とよく一致した。しかし、metal-poor ($[Fe/H] < -3.0$) 側にすそ野が伸びてしまっていた。これは、first-star による enrichment を考慮しなかったためである。

動径方向の分布を調べたところ、host galaxy の inner region を除いては、観測をよく説明できていた。星種族の年齢も大きくは観測とずれてはいなかった。

星形成史をたどると、衛星銀河の大部分の星は、再電離前に作られ、host galaxy に infall してからは星が作られないように見られた。また、より明るい銀河ほど、星形成史が広がっていて、暗くなると burst が数回起こるような星形成史であった。infall してから、星形成が止まるのは、ram pressure などにより、ガス密度が星形成の threshold を上回らないためと考えられる。星形成史の具体例を図 4 に挙げている。観測と比較するとよく説明できていることが分かる。

4 Discussion

本論文では、潮汐力による影響を含めたが、とくに tidal stripping の影響により光度関数が形に大きく影響を与えた。しかし、観測によって UFD などの暗い銀河も見つかってきているのでそれも整理して比べる必要がある。観測をよく再現できているものもあれば、ずれが生じた物理量もある。また、DM 質量と星質量を見ると、単調に増加するという傾向が見られたので、よく用いられている abundance matching の妥当性も示唆できる可能性がある。

本論文の結果を用いて、Sculptor の化学進化史を計算した論文もある。ここでは、金属量分布や abundance の再現には、加熱されたガスの大部分が外に出ていく必要があると結論づけられた。

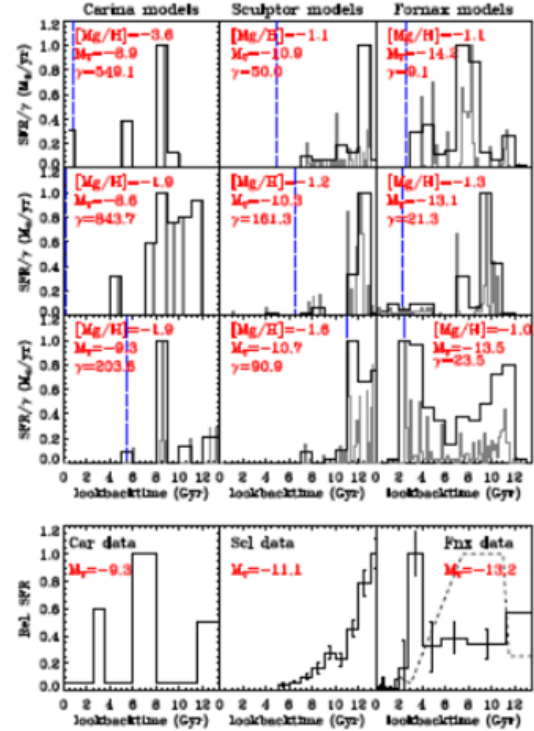


図 4: 星形成史に関して、観測との比較

5 Future Prospect

本論文のように、DM のシミュレーションに、バリオンの物理を semi-analytic に入れ込んだ他のプロジェクトは多くある。しかし、観測結果を再現できても、物理的な理解につなげることは難しい。そのためには、Toy model のような解析的モデルが必要になる。バリオンについては観測から、星形成史や、組成が分かっていく。DM については、Milky way の衛星銀河に関する universal な関係が見つかってきている。最近の研究では、図 5 のように最大円軌道速度を持つ半径内の表面密度はほぼ一定であるということが示唆されている。(Hayashi, K., & Chiba, M. 2015a) この特徴を用いて、星形成史を求めた論文 (Y.Okayasu & Chiba 2016) があり、今回と比べて再電離時期は異なるが、infall したときに質量成長を止めるという、状況が似たモデルである。星形成の有効性について、再電離の時期と、infall の時期によって 2 つに分けられた。また観測された星形成史の第一ピークとよく一致していた。しかし、化学進化

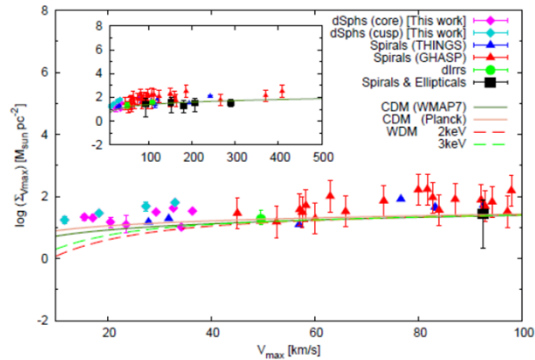


図 5: 銀河系衛星銀河に見られる universal な関係

史は導出しておらず、また、supernova feedback や tidal stripping の影響もきちんと考慮できていない。前者については、化学進化を考えるうえで empirical に導入することが多いが、後者についてはまだ理解が進んでいない。これに対しては、Gaia DR2 の登場で、銀河系のピリアル質量だけでなく、衛星銀河の固有運動が高精度で求められたため、運動情報から近点を計算し、潮汐力を含めたモデルを作れるのではないかと期待している。また、潮汐力による剥ぎ取りは、銀河サイズにおける CDM の問題の一つである Too big to fail problem を解決できるというシミュレーションの論文 (S.Garrison-Kimmel et al. 2018) もあるため、それについても言及できる可能性がある。

さらに、図 5 をよく見ると、 V_{max} が 20km/s より小さいところでは、一定でなく下がる傾向があり、これはいわゆる UFD の領域である。N 体シミュレーションでは、この領域は直線で近似できるとされているが (Hayashi, K., Ishiyama, T., Ogiya, G., et al. 2017)、観測のデータを打つには、main-sequence までの深い観測が必要で、これは TMT まで待つ必要がある。

Reference

- Okayasu, Y., & Chiba, M. 2016, ApJ, 827, 105
 Hayashi, K., & Chiba, M. 2015a, ApJ, 803, L11
 Hayashi, K., Ishiyama, T., Ogiya, G., et al. 2017, ApJ, 843, 97
 S.Garrison-Kimmel et al. 2018, arxiv, 1806.04143
 Weisz, D. R., Dolphin, A. E., Skillman, E. D., et al. 2014a, ApJ, 789, 147

COSMOS 領域の中間赤方偏移における強輝線天体サーベイ

平野 洸 (東北大学大学院 理学研究科)

Abstract

本研究ではすばる望遠鏡 Suprime-Cam の中帯域フィルターを用いて中間赤方偏移に存在する強輝線天体のサーベイを行い、COSMOS 領域において 3097 個の強輝線天体を選出することができた。これらの天体について SED フィッティング解析を行ったところ、これらの天体は測光赤方偏移 $0.11 - 1.22$ 、等価幅の中央値 $181\text{\AA}$ 、星質量の中央値 $1.5 \times 10^8 M_\odot$ 、星形成率の中央値 $0.8 M_\odot \text{yr}^{-1}$ と算出され、典型的な矮小星形成銀河と同様の値を示した。先行研究で得られた測光赤方偏移と本研究で得られた測光赤方偏移の比較を行った結果、矮小星形成銀河のような強輝線を持つ銀河の測光赤方偏移を算出する際は強輝線の影響を考慮する必要が示唆された。また本研究で得られた矮小星形成銀河は先行研究で得られた星形成メインシーケンスと同程度のシーケンスを示すことがわかった。

1 Introduction

Cold Dark Matter 理論 (CDM 理論) では、初めに矮小銀河が誕生しそれらが衝突・合体を繰り返すことで天の川銀河やアンドロメダ銀河といった大質量銀河へ進化してきたと考えられている。この形成シナリオは銀河の階層的構造形成と呼ばれ、宇宙の大規模構造の形成 (大スケール) を説明することができた。しかし個々の銀河進化 (小スケール) においては、観測された矮小銀河の数がシミュレーションで予測される数より少ないミッシングサテライト問題などがあり、観測との矛盾が見られる。そのため銀河進化を包括的に理解するためには銀河個々の進化過程の詳細な解明が求められている。今日における銀河進化の観測的研究の主流は遠方宇宙 (赤方偏移 $z \sim 7$) に存在する銀河を観測することであるが、技術的な制限により遠方宇宙においては大質量銀河の観測に限られている。大質量銀河は宇宙に存在する銀河のごく一部であり、銀河の大多数が矮小銀河である。さらに矮小銀河は銀河の階層的構造形成におけるビルディングブロックであるため、銀河の進化過程の包括的な理解のためには銀河進化の基となっている矮小銀河についての詳細な解明が必要である。

本研究では矮小銀河を効率よく観測するため矮小星形成銀河に着目した。近年の観測から矮小星形成銀河は非常に巨大な等価幅を持った強輝線を示すことが分かっている (Amorin et al. 2015, Calabrò et

al. 2015)。本研究では COSMOS プロジェクトの一環として、すばる望遠鏡 Suprime-Cam の中帯域フィルターを用いることで COSMOS 領域の中間赤方偏移に分布する強輝線天体サーベイを行い、大量の矮小星形成銀河の選出を行った。

2 Data and Selection

本研究では COSMOS official photometric catalog (version 2012) を使用し、強輝線の特定にはすばる望遠鏡 Suprime-Cam の 12 枚の中帯域フィルター (Intermediate-band filter: IA バンド) を用いた。IA バンドの分解能は $R = \lambda / \Delta\lambda = 20 - 26$ であり、12 枚のフィルターによって静止系で $4270\text{\AA} - 8270\text{\AA}$ の波長域をカバーしている。これによって中間赤方偏移の強輝線天体の選出が可能となっている。

選出方法は以下の通りである。1) 超過がみられる IA バンドの選出。選出基準として $IA_c - IA \geq 0.3$ 、 $IA_c - IA \geq 3\sigma_{IA_c - IA}$ を設けた。 IA 、 IA_c はそれぞれ IA バンドの測光値、IA バンド周辺のブロードバンドより算出した IA バンドの仮想的な連続光の測光値を表す。この選出において 6164 個の強輝線銀河が選出された。2) 前項で選出された強輝線銀河において超過 IA バンドに受かっている強輝線を特定するために、各銀河にスペクトルエネルギー分布 (SED) のフィッティングを行った。本研究で用いる IA バンド

は $4270\text{\AA}$ から $8270\text{\AA}$ にかけて設置されているため、IA バンドへ寄与する輝線として [OII]、[OIII] + $H\beta$ 、 $H\alpha$ + [NII] を仮定した。超過 IA バンドを除いた多波長測光データより測光赤方偏移算出コード *EAZY* を用いて測光赤方偏移の算出、並びに超過 IA バンドに入っている強輝線の種類の同定を行った。これによって 3138 個の強輝線銀河が選出された。3) 前項で選出された強輝線銀河について銀河の物理量を得るために、前項で得られた測光赤方偏移で固定し *GALAXEV* を用いて SED フィットングを行った。この際に強輝線の影響を除くために強輝線の影響を受けているバンドを除いてフィッティングを行った。4) AGN 候補の同定を行った。AGN 候補の選別基準として、IRAC color criterion、X 線源、電波源のうちいずれかを満たす天体を AGN 候補とした。この選別の結果、最終的な矮小星形成銀河候補は 3097 個となった。

3 Results

本研究によって 3097 個の矮小星形成銀河を選出することができた。これらの銀河の測光赤方偏移は $0.01 \leq z_{\text{ph}} \leq 1.22$ となり、これらの銀河は中間赤方偏移に存在していることがわかった。受かった強輝線ごとの測光赤方偏移は $H\alpha$ + [NII] サンプルは $0.033 \leq z_{\text{ph}} \leq 0.255$ 、[OIII] + $H\beta$ サンプルは $0.013 \leq z_{\text{ph}} \leq 0.671$ 、[OII] サンプルは $0.142 \leq z_{\text{ph}} \leq 1.211$ を示した。 $H\alpha$ + [NII] の等価幅の中央値は $183.8\text{\AA}$ 、[OIII] + $H\beta$ の等価幅の中央値は $161.9\text{\AA}$ 、[OII] の等価幅の中央値は $409.3\text{\AA}$ となった。また近年の研究では非常に大きな等価幅を持つ強輝線銀河、Extreme Emission-Line Galaxies (EELGs) が発見されている。Amorin et al. 2015 と Calabrò et al. 2017 では EELGs の判別基準として $EW_{[\text{OIII}]} \geq 100\text{\AA}$ が使用されていた。今回得られたサンプルのうち、 $EW_0 \geq 100\text{\AA}$ を満たすものは 2633 銀河であった。星質量の中央値 (全体) は $1.5 \times 10^8 M_{\odot}$ となった。 $H\alpha$ + [NII] の星質量の中央値は $2.8 \times 10^7 M_{\odot}$ 、[OIII] + $H\beta$ の星質量の中央値は $2.0 \times 10^8 M_{\odot}$ 、[OII] の星質量の中央値は $6.6 \times 10^7 M_{\odot}$ となった。また SED テンプレートから算出された星形成率の中央値

は $0.8 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ であり、強輝線ごとでは $H\alpha$ + [NII] の星形成率の中央値は $0.69 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ 、[OIII] + $H\beta$ の星形成率の中央値は $0.87 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ 、[OII] の星形成率の中央値は $0.45 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ となった。これらより本研究で得られた矮小星形成銀河候補は星質量は一般的な矮小銀河の星質量と同程度かつ高い星形成率を示しており、本研究の狙いである矮小星形成銀河を大量に選出することができた。

4 Discussion

4.1 Accuracy of photometric redshift

本研究で得られた矮小星形成銀河の測光赤方偏移は $0.01 \leq z_{\text{ph}} \leq 1.22$ であった。この測光赤方偏移について zCOSMOS 10k bright catalog の分光赤方偏移との比較を行い、算出精度の確認を行った。その結果、分光赤方偏移が分かっていた 81 天体すべてで赤方偏移が一致していることが確認できた。一方、本研究で得られた矮小星形成銀河について、先行研究 (The COSMOS2015 photo-z catalog) で求められた測光赤方偏移の算出精度の確認を行った結果、81 天体中 6 天体で測光赤方偏移が誤っていることが分かった。本研究における測光赤方偏移の算出方法は先行研究の方法と比べ、強輝線が受かっているバンドを除いて測光赤方偏移の算出を行っているため、測光赤方偏移の算出精度が高いことが示された。また矮小星形成銀河のような強輝線を含んでいる天体の測光赤方偏移を求める際は強輝線をよく考慮する必要があることも確認された。

強輝線が測光赤方偏移に与える影響を調査するために、本研究で得られた測光赤方偏移と先行研究で得られた測光赤方偏移の比較を行った (図 1)。本研究で得られた測光赤方偏移がすべて正しいと仮定すると、強輝線銀河の 34.6% において先行研究の測光赤方偏移が誤っていたことが確認された。この不一致率は先行研究での赤方偏移不一致率約 10% と比べても高く、強輝線銀河の測光赤方偏移が誤って算出されやすいと言える。超過 IA バンドから見積もられた強輝線の等価幅について測光赤方偏移が一致した天体、一致しなかった天体にわけ、その大きさの比較を行った (表 1)。その結果、測光赤方偏移が一致

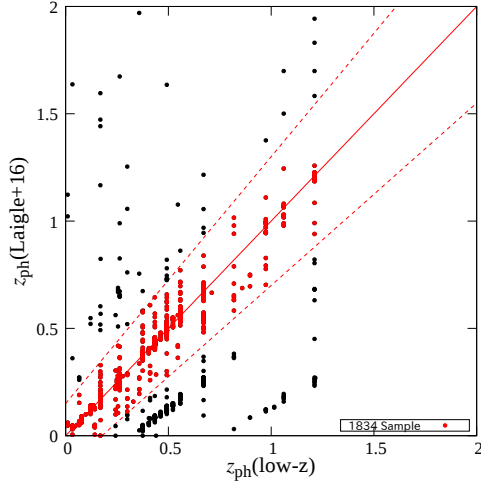


図 1: 測光赤方偏移の比較

しなかった天体の方が系統的に等価幅が大きいことがわかった。これらより等価幅が大きい天体ほど測光赤方偏移が誤って算出される可能性が高いことが示唆される。

表 1: 強輝線の等価幅の比較

強輝線	EW ₀ (med) z _{ph} match	EW ₀ (med) z _{ph} unmatch	ΔEW ₀
Hα + [NII]	148.8Å	219.3Å	70.5Å
[OIII] + Hβ	130.2Å	305.4Å	175.2Å
[OII]	155.2Å	399.6Å	244.4Å

4.2 Star-formation main sequence

本研究で得られた矮小星形成銀河の中で分光観測がなされていた 81 天体について Hα 輝線より星形成率を求め、星形成メインシーケンスについて議論を行った (図 2)。図 2 において赤点は本研究において分光スペクトルより SFR を算出した矮小星形成銀河、黒点は先行研究における矮小星形成銀河である。緑線・橙線は $0.5 \leq z \leq 1.0$ における Whitaker et al. 2012 と Whitaker et al. 2014 で得られた星形成メインシーケンスである。本研究で得られた矮小星形成銀河は先行研究と同程度のシーケンスに分布しており、典型的な矮小星形成銀河であると考えられる。また先行研究で得られた星形成メインシーケンスと比較すると、power law fit (緑線) より

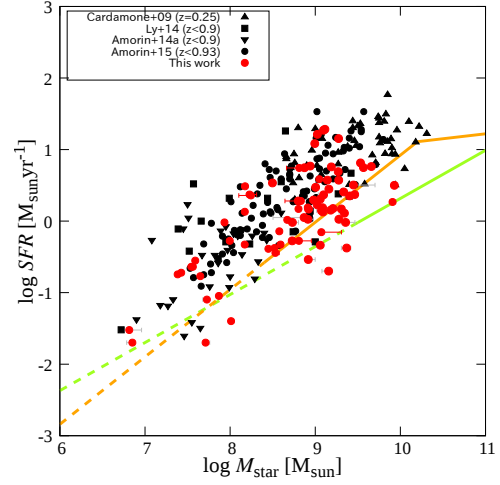


図 2: 星形成メインシーケンス

り broken power law fit (橙線) に一致している傾向が確認できた。

5 Conclusion

本研究ではすばる望遠鏡 Suprime-Cam の中帯域フィルターを用いて、COSMOS 領域の中間赤方偏移に存在する強輝線天体を 3097 個選出することができた。これらの天体の物理量は典型的な矮小星形成銀河と同程度であり、本研究で得られた強輝線天体は大多数が矮小星形成銀河であることがわかった。分光測光赤方偏移との比較から本研究で得られた強輝線を考慮した測光赤方偏移の算出精度は高いことが確認された。先行研究との比較から、強輝線を放つ銀河の測光赤方偏移を求める場合は強輝線を考慮する必要があることが示唆された。また本研究で得られた矮小星形成銀河は先行研究で得られた星形成メインシーケンスと同程度のシーケンスを示すことがわかった。

Reference

- Amorin, R., Perez-Montero, E., Contini, T., et al. 2015, A&A, 578, A105
- Calabrò, A et al. 2017, A&A, 601, A95
- Whitaker K. E. et al., 2014, ApJ, 795, 104

すばる-HST-アルマで暴く銀河形成最盛期における爆発的星形成銀河

木村 大希 (東北大学大学院 理学研究科)

Abstract

我々が現在進めている Mahalo Deep Project の field 領域のサーベイの一環として私は GOODS-S の CANDELS 領域における輝線銀河について調べている。その調査の初期成果を今回発表する。すばる望遠鏡の MOIRCS で観測を行い、狭帯域フィルター NB2315(中心波長=2.317 μm) を用いて $z=2.53$ の H α 輝線銀河および $z=3.63$ の [OIII] 輝線銀河を選出した。その結果、main sequence より有意に高い比星形成率を示す銀河の多くは合体などの相互作用の兆候を持っていることが HST のデータから分かった。加えて、そのうちの少なくとも一つが ALMA の dust continuum の観測で明るく検出されていた。これらの結果から、銀河形成の最盛期において、銀河の合体が星形成活動の活発化の原因となりうるということが分かった。また、multiple な構造を持つ銀河も発見され、割合として $z=2.5, z=3.6$ それぞれで 40%, 20% であった。main sequence からのずれを二つの赤方偏移の間で比較すると統計的な有意差がないことが分かった。このことから少なくとも field 領域では星形成銀河の進化プロセスは同じ段階である可能性が示唆される。

1 Introduction

赤方偏移 $z=2-3$ の時代は宇宙の星形成率密度が最大となる銀河形成の最盛期であり、銀河の星形成史を知るうえで非常に重要な時期である。そこで私は特に $z=2-3$ における星形成銀河に着目し、それらの形成および進化が周囲の環境（銀河の数密度）や銀河質量にどのように依存しており、その原因が何であるかを突き止める研究を行なっている。

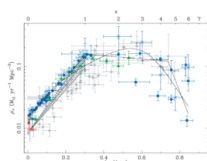


図 1: 星形成率密度の進化 (Hopkins & Beacom 2006)

我々研究グループが進めている Mahalo-Subaru (Mapping H α and Lines of Oxygen with Subaru) では狭帯域フィルターを用いて星形成銀河が放射する H α や [OII], [OIII] などの輝線を trace し、近傍から遠方 ($z=0.4-3.7$) にある様々な環境下に属している星形成銀河を探し出すことが出来る。狭帯域フィルターを用いることで赤方偏移の不定性を限りなく小さくすることができ、サンプリングの完全

性という点においても非常に優れている。これまで様々な時代の銀河団やグループ、フィールド領域において多くの輝線天体を発見している。現在はサーベイをより低質量側に拡張しているところである (Mahalo Deep)。

2 Methods/Instruments and Observations

狭帯域フィルター NB2315(中心波長 2.317 μm 、波長幅 0.027 μm) を用いてすばる望遠鏡の MOIRCS で GOODS-S 領域 (Field1[seeing=0.4", 限界等級 (3σ)=24.3, 4h]、Field2[seeing=0.68", 限界等級 (3σ)=23.56, 4h]) の観測を行った。連続波の成分として VLT の HAWKI の K-band(中心波長 2.146 μm 、波長幅 0.324 μm) で行われたアーカイブデータ [31.5 hours(seeing=0.4") + 11.3-13 hours(seeing=0.4"), 限界等級 27.3] を用いた。データの 1 次処理には MCSRED2 (Tanaka et al. 2011, PASJ, 63, S415) を用いた。

輝線銀河の選出には次の3つの式を基準とした。

$$K - NB > -2.5 \log \frac{\sqrt{f_{3\sigma, K_s}^2 + f_{3\sigma, NB}^2}}{f_{NB}} + 0.1 \quad (1)$$

$$K - NB > 0.7(EW > 244.35 \text{ \AA}) \quad (2)$$

$$m_{NB} > \text{限界等級 (3 } \sigma) \quad (3)$$

(Hayashi et al. 2012).

(1) 式の $f_{3\sigma, K_s}, f_{3\sigma, NB}$ はそれぞれの画像のノイズレベルの 3σ に相当するフラックスを意味している。また、(2) 式を用いて優位に NB で明るいもののみを検出している。

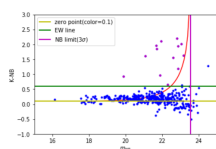


図 2: 輝線銀河の選出

次に輝線の同定を行う。狭帯域フィルターに適合する輝線は異なる赤方偏移の異なる種類の輝線である可能性がある。そこで今回は photometric redshift とその分布を用い、輝線の分類を行った (図 3)。

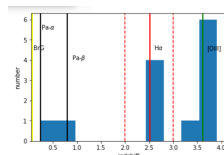


図 3: phot-z を用いた輝線の分類

ある輝線が狭帯域フィルターに入るとき、フィルターには幅があるため、同じ輝線でも赤方偏移のずれが生じる。今回用いたのは photometric redshift であるため、その精度も考慮して図3のように $2 < z < 3$ は $H\alpha$ 、 $3 < z < 4$ は $[OIII]$ とした。これを filed 全体に行った結果 $H\alpha$ emitter12 天体、 $[OIII]$ emitter14 天体が得られた。

輝線銀河のもつ重要な物理量として星形成率（単位時間にどのくらいのガスを星形成に用いるか）がある。星形成率を求める手法はいくつかあるが、ダストの減光を受けにくいことから $H\alpha$ が良い指標とされており、 $SFR = L_{H\alpha} * 7.9 * 10^{-42} (M_{\odot} yr^{-1})$ (Kennicutt, 1998) という換算式が存在し、今回はこの式を用いた。狭帯域フィルターには $H\alpha$ だけでなく $[NII]$ も

入るので $H\alpha/[NII] = 0.22$ (Sobral et al. 2012) を用いて $[NII]$ の寄与を省いた。また、重要な過程として減光補正をする必要がある。減光の程度は本来銀河内の空間的分布が存在したり、金属量などに依ったりする可能性もあるが、今回は簡単のために星質量と $A(H\alpha)$ の関係式 (Garn & best 2010) を用いた。星質量はカタログから引用している (Straatman 2016)。 $[OIII]$ 輝線銀河に対しては $H\alpha/H\beta=2.86$ (in Case B), $[OIII]/H\beta$ (Kewley2013.) を用いて $[OIII]$ 輝線強度を $H\alpha$ 強度に変換してから同様の方法で星形成率に換算した。求めたこれらの星形成率をそれぞれの時代の平均的な星形成率と比較を行うために main sequence と呼ばれる星質量と星形成率の間に存在する平均的な関係式も参照した (Hayashi et al.2012 at $z=2.5$, Speagle et al. 2014 at $z=3.6$)。

最後に、GOODS-S には HST の非常に深いデータ (Guo et al. 2013) も存在するので形態についても検証することができ、合体の兆候 (潮汐力の跡) を示すものや multiple な構造を示すもの (ガス円盤の不安定性などに起因) も存在した。こうした形態を定量的に評価できる方法も存在する (Conselice 2003.) が、今回はまず Sextractor を用いて優位に multiple な構造を持つ銀河を調べた (Shibuya 2016.)。具体的には HST の WFC3/IR F160W の画像に対し、ノイズの 3σ レベル以上の pixel ($1\text{ pix}=0.06''$) が 7 pixel 以上連続で分布し、その分布の中に複数のピークが存在するとき、各ピークが互いのピークの 2σ 以上のフラックス強度をもっている場合に複数の構造とみなしている (図 4)。

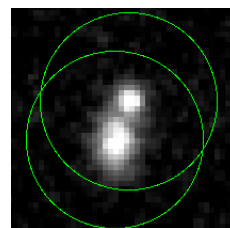


図 4: multiple な構造 (直径 2")

3 Results

まず星形成率と星質量の相関関係の結果である (図 5、図 6)。

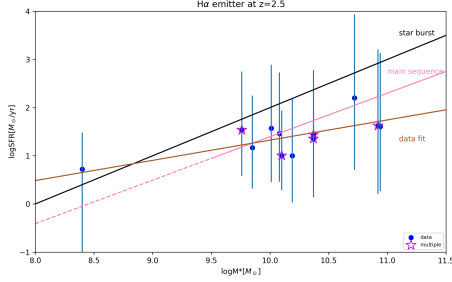


図 5: $z=2.5$

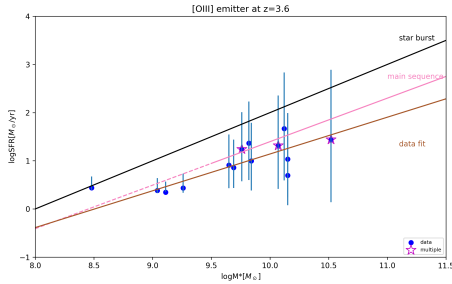


図 6: $z=3.6$

starburst の基準としては比星形成率 (逆数が星形成の time scale) が 10^{-8} yr^{-1} を採った。また、星形成が活発になっているのか quench しているのかを定量的にみるために main sequence からのずれを 図 7 にプロットした。

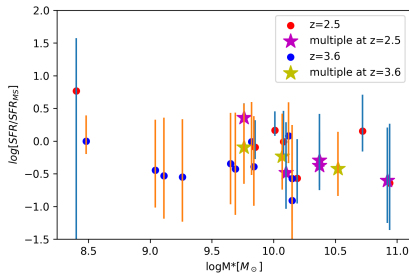


図 7: main sequence との差

HST による形態調査からは $z=2.5$ で 5 天体、 $z=3.6$ で 3 天体が multiple な構造を持っているということが分かった。また、 $z=2.5$ では合体を起こしているペアの銀河両方が輝線銀河として受かっていること (図 8)、および、それらは有意に main sequence を超える星形成率をもつことが明らかになった。また、そのペアのうち片方がダストの連続波を強く放射していることが ALMA の観測から分かっている (Aravena et al. 2016, 図 9)。

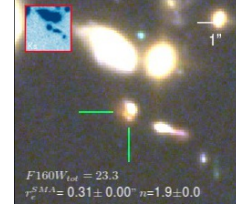


図 8: 合体銀河

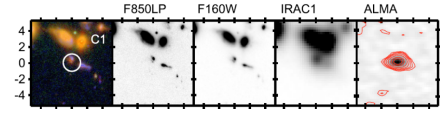


図 9: dust continuum

4 Discussion

まず 図 5、図 6 の相関関係であるが、先行研究と同様に星質量と星形成率の間に相関関係が確認できた。観測データの傾きについては $z=3.6$ のほうが大きく (0.42 at $z=2.5$, 0.76 at $z=3.6$)、より質量依存性が高い。 $z=2.5$ で main sequence を超過している天体については全て合体の兆候が確認できた (図 8 の下 2 天体、図 10)。特に 図 8 の 2 天体はどちらも $H\alpha$ emitter として検出されているため、同じ時代に存在し、互いに相互作用している天体である。これらは重力的相互作用によってガスの角運動量が失われ、中心にガスが収縮していくことによって星形成が誘発されていると考えられる。加えこのペアのうち左側の銀河は dust 連続波の強い放射源として ALMA によっても検出されているため高い星形成活動の有力な根拠となっている。 $z=3.6$ の main sequence を

超えている銀河にも同様に合体の痕跡が見えているものが確認出来た。一方で multiple な構造を持つ銀河が $z=2.5$ 、 $z=3.6$ でそれぞれ 40%、20% の割合で見つかったが、multiple な構造を持つことによって星形成率が高くなっているなどの特徴は今回見られなかった。今後は積分時間を増やしたり、他の field 領域について調べたりすることでサンプルを増やして検証する必要がある。

星形成銀河の進化プロセスとして何らかの作用によりガスの収縮が起きると星形成活動が活発化して main sequence の上側に分布し、ガスを大きく消費することにより quench して main sequence の下側に分布していくという振動プロセスの存在がシミュレーションなどから示唆されている。これについて調べるために mainsequence からのずれ ($\delta = \log \frac{SFR}{SFR_{MS}}$) を異なる赤方偏移の間で比較し、両者で有意な差があるのかを検定したところ優位差はなかった ($p=0.14$)。このことから少なくとも field 領域においては $z=3-2$ にかけて星形成銀河の進化は同じ段階にある可能性が示唆される。しかし、サンプル数の問題があるためこちらに関してもサンプル数を増やして検証したいところである。

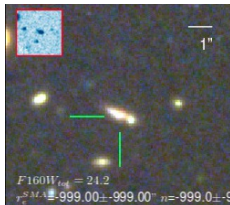


図 10: 銀河合体

今回の研究では減光補正を質量依存性からのみ推定しており、ダストの見積もりが過大評価になっている可能性がある。実際カタログにある星形成率よりも低い見積もりになっている銀河が複数存在する。また、[OIII] に関しては直接的な星形成率への換算式が存在せず、不定性が大きい。

5 Conclusion

field 領域における赤方偏移 2.5 および 3.6 の星形成銀河についての調査を行った。今回の観測結果と

して $z=2.5$ のほうが星形成率の質量依存性が小さいこと、合体により星形成が誘発されること、 $z=3-2$ の間で星形成銀河の進化プロセスは同じ段階にいる可能性があることが分かった。[OIII] から星形成率への換算、減光補正について熟慮すること、サンプル数、比較対象を増やすことが課題となった。また、MAHALO DEEP cluster 領域との比較も行っていきたい。

Reference

- Hopkin & Beacon 2006, Natur, 440, 746
- Tanaka et al. 2011, PASJ, 63, S415
- Hayashi et al. 2012, ApJ, 757, 15
- Kennicutt. 1998, ApJ, 498, 181
- Sobral et al. 2012, MNRAS, 420, 1926
- Garn & Best 2010, MNRAS, 409, 421
- Straanman 2016, ApJ, 830, 51
- Kewley 2013, ApJ, 774, L10
- Speagle et al. 2014, ApJ, S214, 15
- Guo et al. 2013, ApJ, S207, 24
- Conselice 2003, AJ, 126, 1183
- Aravena 2016, ApJ, 833, 68

c10

Catalina Real-time Transient Survey

を用いた

Changing Look Quasar 探査

名越 俊平 (京都大学 大学院理学研究科 宇宙物理学教室)

Abstract

クエーサーが変光することはよく知られていて、その典型的な変光量は数ヶ月で 0.1mag 程度のものである。しかし、数年間で 2mag 程度もの変光を示すクエーサーも存在することが近年報告されている (Changing Look Quasar, 以下 CLQ)。そのような変光は AGN 活動性の ON/OFF の切り替わりだと考えられていて、クエーサーの特徴である広輝線が出現/消失している。CLQ の OFF 状態のスペクトルを観測することで、ON 状態では見ることのできなかった母銀河の情報を得ることができたり、変光中のスペクトル変化を分光モニタ観測することにより、中心の巨大ブラックホールの周辺構造に制限をつけられる可能性がある。しかし現在までの CLQ の報告例は非常に少なく、本研究ではそのような CLQ の探査を目的としている。

CLQ の可能性がある天体を探すために、Sloan Digital Sky Survey(SDSS) でクエーサーと同定された天体の光度曲線を Catalina Real-time Transient Survey(CRTS) カタログから入手し、解析した。CLQ は数年間連続で単調変光するという特徴を持っているため、CRTS の光度曲線を一次関数でフィッティングし単調変光性を調べた。そして、傾きや標準偏差などの情報をもとに約 27 万天体の中から現在も変光を続けている可能性のある候補天体を絞り込んだ。選定した天体に対して、変光の継続を確認するために口径 40cm の望遠鏡で測光観測を行ったが、観測の結果これらの天体の変光は継続していないことがわかった。今後は他の候補天体の観測を行い、継続的な変光が確認できた場合、分光観測のターゲットとする。

1 Introduction

クエーサーが持つ特徴の 1 つに変光が挙げられるが、その典型的な変光量は数ヶ月のタイムスケールで 0.1mag 程度である。しかし、クエーサーの中には数年のタイムスケールで 2mag 程度の変光を示すものもある (LaMassa et al. 2015; Ruan et al. 2016; Runnoe et al. 2016)。このようなクエーサーの変光前後のスペクトルをとると、広輝線が発達している 1 型クエーサーから広輝線が見えない 2 型クエーサー (またはその逆) への変化といったように、スペクトル型が変化している。このような天体は Changing Look Quasar(CLQ) と呼ばれていて、この現象のシナリオは論争中であり、Active Galactic Nuclei(AGN) の構造推定や銀河進化の理解に重要だと考えられている。スペクトルの変化の時間発展がわかれば中心構造に対して制限がつけられる。さらに、銀河進化の過程で重要な段階である可能性もあり銀河進化を解き明か

す鍵になるかもしれない。しかし、これまでに報告されて来た CLQ の数は 20 個程度しかなく (MacLeod et al. 2016)、さらに Changing Look の過程を分光観測できた例は 1 つもない。そこで、本研究では分光モニター対象とすべき、Changing Look 中のクエーサーを探査することを目的とする。

2 Methods

CLQ は可視光の光度が長期間大きく単調変光する。そこで、可視光の長期間の測光データがある Catalina Real Time Transient Survey(CRTS) を用いた。Sloan Digital Sky Survey(SDSS) によってクエーサーと同定された天体の位置情報から、クエーサーの光度曲線入手して解析した。使用した SDSS のカタログは、DR7Q(90527 天体)、DR12Q(DR7Q に含まれる天体を除いて 182563 天体) の 2 つ。光度

曲線は約 27 万天体分あるので、その中から追観測候補を選定するために、光度曲線の一次関数フィッティングによって得られる情報から観測候補を絞り込んだ (図 1)

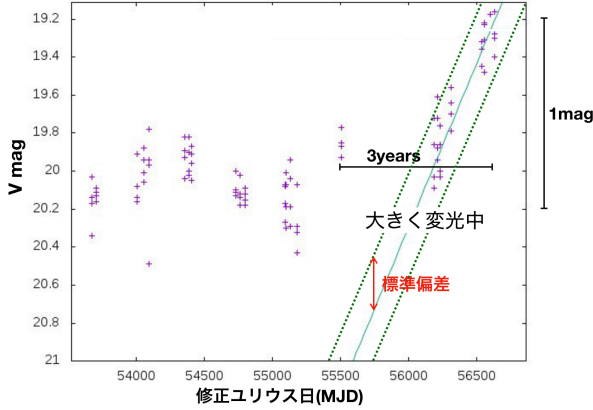


図 1: CRTS の光度曲線と解析例。ここでは主にフィッティングの傾きと標準偏差、現在予想される等級を用いて選定している。

クエーサーの単調変光を調べるために、CRTS の最新の観測点から遡って n 年分 ($n = 1 \sim 10$) のデータを用いて一次関数フィットを行った。使用するデータの期間を変化させているのは、どのタイミングで変光が始まったかがわからないためである。フィッティングから得られる情報のうち、傾き、標準偏差、予想される現在の明るさを用いて候補天体を絞り込む。傾きが大きくて標準偏差も大きい場合、エラーなどによるランダムな変光の影響であると考えられるので、傾きが大きくて比較的標準偏差が小さな天体は有意に単調変光していると考えられる。さらに、追観測に受かる程度の明るさ (約 17 等以上) になっていると予想されるものを観測対象に選んだ。

これらの基準を満たす天体は増光中の天体ばかりだったので、これらの天体のスペクトルを目視し、AGN 活動性が発達前、すなわちできるだけ広輝線が卓越していないものを選んだ。候補に挙げた天体の中で、観測時期を考慮した 5 天体に対して実際に追観測を行った (図 2)。ただし、図 2 にプロットされた 4 天体の他に 1 年分のデータを用いた同様の選定で受かった 1 天体がある。観測を行った天体は表 1 にリストした。

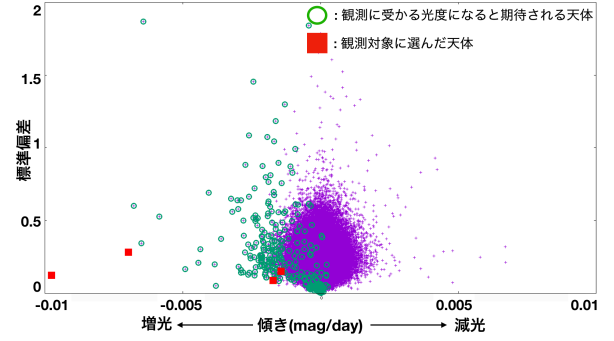


図 2: 27 万天体の 3 年分のデータで一次関数フィッティングして得られた傾きと標準偏差

3 Observations

観測には京都大学宇宙物理学教室の屋上にある 40cm 望遠鏡を用い、観測は 2017 年 10 月 25 日に行った。当初観測に使用する予定だった CCD が機材不良のため、本観測では量子効率 50% の CMOS カメラを使用した。観測の感度を上げるためにノーフィルターで観測を行い、周辺の星の観測カウントとカタログ等級から今回の観測結果を計算した。また、観測時の空が明るくカメラのゲインを最大まで上げて行った観測のため星の位置をずらして背景光を差し引いた。

4 Results & Discussion

観測した 5 天体の代表例として J000701.42-011459.1 を図 3 に示すが、今回観測した天体を検出することができなかった。

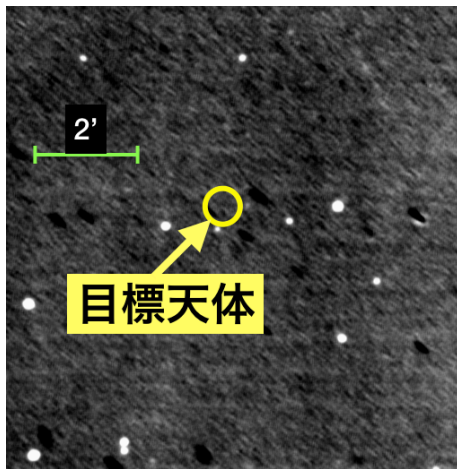
そこで、今回の観測の upper limit を計算した。周辺に写っている天体のカタログ等級と観測カウントを以下の式

$$F(A, B, C) = \sum_n (Ag_n + Br_n + Ci_n - f_n)^2 \quad (1)$$

に代入し、 $F(A, B, C)$ を最小にするような係数 A, B, C を計算した。 g_n, r_n, i_n はそれぞれ n 番目の星の g, r, i バンドのカタログ等級を線形に変換した値。 f_n は観測カウント。 A, B, C は各バンドの重みに相当する。すなわち、 $Ag_n + Br_n + Ci_n$ は n 番目の星のカタログから予測されるカウントである。 $F(A, B, C)$ を最

表 1: 観測天体リスト。期待される V mag は、CRTS のフィッティング通りの増光が現在まで続いた場合の等級

SDSS 天体名	red shift	g mag(SDSS)	r mag(SDSS)	MJD(SDSS)	期待される V mag
J232904.26-023726.5	1.821 ± 0.00069	21.93 ± 0.08	21.93 ± 0.13	54769	7.54
J000701.42-011459.1	0.057 ± 0.00036	20.42 ± 0.02	20.27 ± 0.02	52910	16.85
J020344.27+304237.8	0.760 ± 0.00010	19.53 ± 0.02	19.10 ± 0.02	54861	11.28
J021923.29-045148.7	0.630 ± 0.00006	18.95 ± 0.01	19.12 ± 0.01	54822	1.52
J023126.19-061552.6	2.697 ± 0.00122	19.97 ± 0.02	20.17 ± 0.02	54847	16.52

図 3: J000701.42-011459.1 の天体画像。積分時間は 180 秒 $\times$ 8

小にする係数は、 $A = 17614$, $B = 14490$, $C = 9351$ であった。ここから、観測で検出された天体のカタログ等級と、 A, B, C を用いて計算した予測カウントを比較し、upper limit $\simeq 10000$ を求めた。(図 4)

upper limit を天体の光度曲線にプロットしたものが図 5, 6 であり、今回選定した天体が一次関数フィッティングで期待されるような増光を確認できなかった。

今回の選定法では、CRTS の測定誤差によるばらつきにフィッティングが影響を受けやすく、図 6 下段にあるような天体がかかってしまう（長期間のデータでフィットすると単調変光性が確認できるので今回は観測対象にした）。さらに、CRTS の最後の測定点が約 4 年前と古いことから予測が難しいという欠点がある。そこで今後は最近の測光データ (Gaia, Dark Energy Camera Legacy Survey) を用いて光度曲線にプロットし再選定することが有効だと考えて

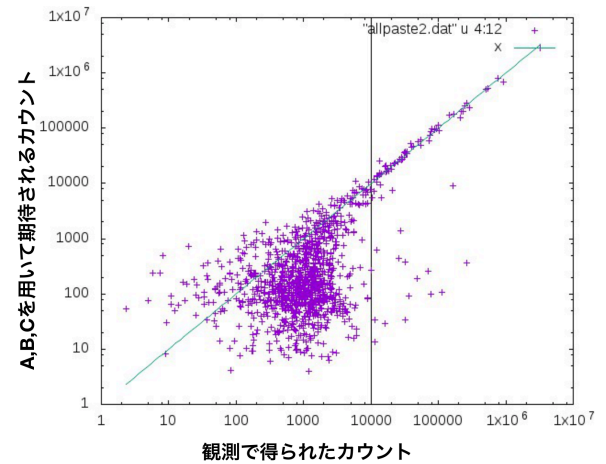


図 4: 予測カウントが実際のカウントから大きく外れるところを upper limit とする。ここでは、 $x = 10000$ にある黒の縦線が upper limit である。黒線よりも右側にも予測カウントと実測カウントが大きく異なる天体はいくつかあるが、これらは近くにある明るい天体の影響により観測カウントが伸びたものである。

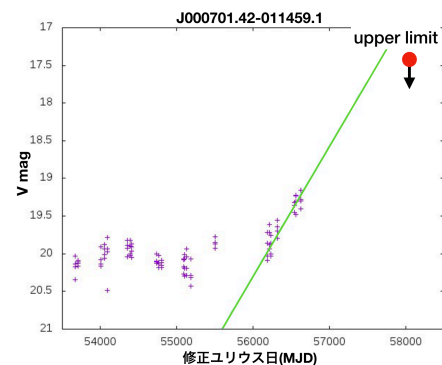


図 5: 光度曲線と本観測の upper limit

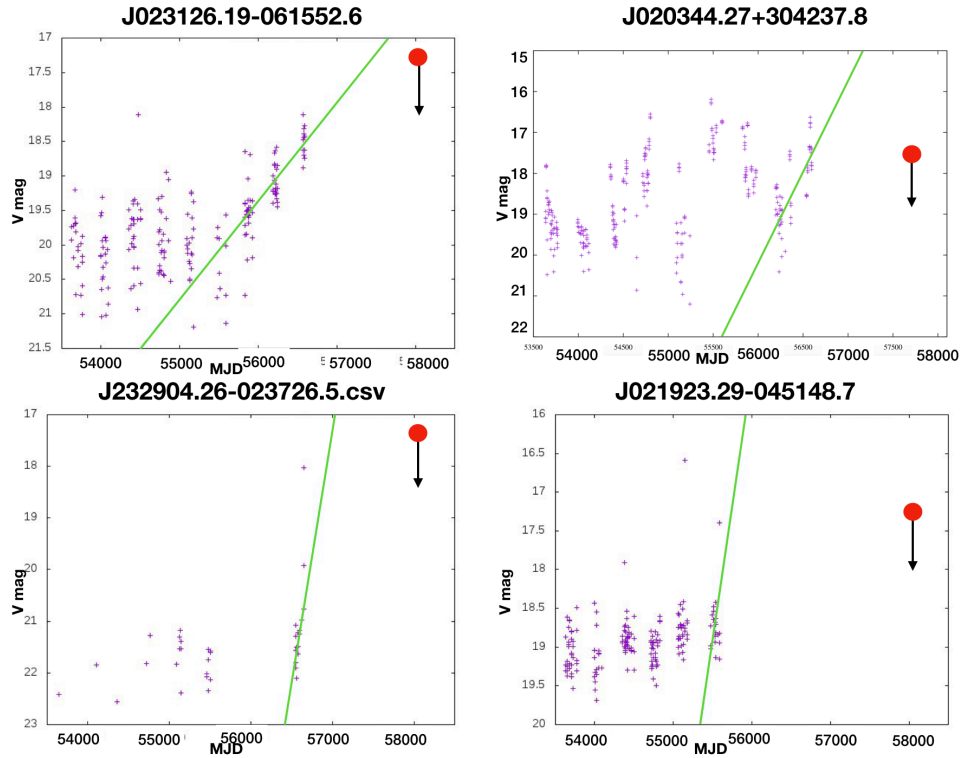


図 6: 他の 4 天体の光度曲線と upper limit

いる。さらに、SDSS の DR14 に新たにクエーサーと同定された天体が 114865 天体あるので、今後はそれらのデータも用いて再選定していく。

5 Conclusion

CRTS の光度曲線解析によって CLQ 候補天体を選定し、5 天体に対して測光観測を行った。今回の観測では目標天体が観測できなかったが、京大の屋上で行う観測の upper limit が分かった。さらに今回は急遽 CMOS カメラでの観測となったが、広い波長範囲で高い感度を持つ裏面照射タイプの CCD で露出時間を延ばして観測することで、19 等程度までの候補天体まで確認可能であると考えている。CRTS の一次関数解析から期待されるような変光を示すものは確認できなかったが、積分時間を延ばすなどの方法で変光が継続していることを確認できるかもしれない。

Reference

- LaMassa et al. 2015, ApJ, 800, 144
- MacLeod et al. 2016, MNRAS, 457, 389
- Ruan et al. 2016, ApJ, 826, 188
- Runnoe et al. 2016, MNRAS, 455, 1691

すばる HSC で探る、銀河団の進化段階と内部の銀河の星形成活動

山本 直明 (東北大学理学研究科)

Abstract

銀河の色や明るさ、形態といった性質は銀河の周辺環境に大きく依存していることが知られている。この関係がいつどのように起こり、その後どのように発展していったのかを観測することは、銀河進化の研究において極めて重要なテーマである。星形成史を辿ると、特に赤方偏移が 1-2 の間の時代は、近傍銀河の示すハッブル系列や、銀河団をはじめとする周辺構造が大きく変化した時代であるため、その時代の銀河の性質とその環境依存性を調べることは重要である。

しかし赤方偏移が 1 以上の遠方銀河団サンプルは希少であり、銀河も暗く詳しく調べることも難しいので、これらの遠方銀河団の性質を統計的に調べた研究は少ない。そこで広視野かつ深い観測データがある HSC-SSP に着目し、0.5-1.7 の時代の銀河団サンプルを大量に構築するプロジェクトを行った。ここでは二つのサーベイを行っている。一つ目は Blue cloud サーベイである。星形成銀河の出す輝線を狭帯域フィルターを用いて星形成銀河を探索するサーベイである。二つ目は Red sequence サーベイである。広帯域フィルターを用いて得られた天体を色選択し、星形成を終えた銀河を中心に探索するサーベイである。これら二つの探索法を、HSC-SSP のデータを利用して行うため HSC-HSC(Hybrid Search for Cluster with HSC) と呼ぶ。

これまで S15B のデータを使って Blue cloud サーベイでは 86 個、Red sequence サーベイでは 199 個の銀河団候補を発見した。特に前者で発見した銀河団候補の中には、輝線銀河が非常に支配的に群れているものが見つかった。本研究では 2018 年上旬の分光フォローアップ観測に向けて、輝線銀河が支配的な銀河団や、輝線銀河と赤い銀河どちらも多く存在している銀河団などの性質を調べ、銀河団や銀河の星形成がどのように変化していったのかについて調べた。

1 Introduction

銀河の色や明るさ、形態といった性質は銀河の周辺環境に大きく依存していることが知られている。この関係がいつどのように起こり、その後どのように発展していったのかを観測することは、銀河進化の研究において極めて重要なテーマである。星形成史を辿ると、特に赤方偏移が 1-2 の間の時代は、近傍銀河の示すハッブル系列や、銀河団をはじめとする周辺構造が大きく変化した時代であるため、その時代の銀河の性質とその環境依存性を調べることは重要である。

しかし赤方偏移が 1 以上の遠方銀河団サンプルは希少であり、銀河も暗く詳しく調べることも難しいので、これらの遠方銀河団の性質を統計的に調べた研究は少ない。そこで広視野かつ深い観測データがある HSC-SSP に着目され、0.5-1.7 の時代の銀河団

サンプルを大量に構築するプロジェクトが行われた。ここでは二つのサーベイが行われた。一つ目は Blue cloud サーベイである。星形成銀河の出す輝線を狭帯域フィルターを用いて星形成銀河を探索するサーベイである。二つ目は Red sequence サーベイである。広帯域フィルターを用いて得られた天体を色選択し、星形成を終えた銀河を中心に探索するサーベイである。これら二つの探索法を、HSC-SSP のデータを利用して行うため HSC-HSC(Hybrid Search for Cluster with HSC) と呼ぶ。

これまで S15B のデータを使って Blue cloud サーベイでは 86 個、Red sequence サーベイでは 199 個の銀河団候補を発見されている。特に前者で発見した銀河団候補の中には、輝線銀河が非常に支配的に群れているものも見つかった。このような銀河団を Blue dominate cluster とし、Blue cloud サーベイで見つ

かった銀河団のうち、残りの銀河団を Dual cluster とした。

本研究では、これらの銀河団候補領域の色等級図を作成した。銀河の色等級図では、星形成を終えた赤い銀河が列のようになって現れる Red sequence と、星形成が活発な青い銀河が雲のようになって現れる Blue cloud が見られることが知られている。また両者の間には Green valley と呼ばれる領域がある。

銀河団の種類ごとに色等級図を作成することによって、銀河の分布がどのように異なるかについて調べる。今回は特に Deep, Ultra-Deep のサーベイで見つかった銀河団候補の中で、Ultra-Deep の cosmos 領域における銀河団の性質を調べた。

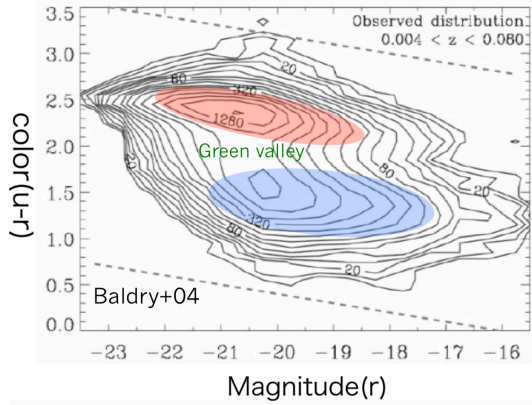


図 1: 近傍の銀河の色等級図。横軸は r バンドにおける絶対等級であり、縦軸は u-r のカラーを取っている。星形成が活発な Blue cloud と星形成を終えた Red sequence が確認できる。

2 Data and Methods

2.1 HSC-SSP

すばる望遠鏡の戦略的プログラムである HSC の大規模撮像サーベイ (PI: Satoshi Miyazaki) は、2014 年から 5 年間で 300 晩の観測を予定している。観測の深さや広さに応じて HSC-Wide, Deep, Ultra-Deep の三種類に分かれている。使用されている広帯域フィルターは g, r, i', z', y バンドであり、また

Deep, Ultra-Deep では、狭帯域フィルター (NB0816, NB0921, NB101) が使われている。

2.2 銀河団探査法について

Red sequence サーベイでは、Red sequence 上に分布する赤い銀河の高密度領域を見つけるために、その時代に応じて銀河の色選択を適切に行う必要性がある。今回使用した種族合成モデルは Kodama & Arimoto 1997 である。例えば、測光赤方偏移が 0.8-0.9 の天体で使用した色選択、等級の基準は以下の通りである。

$$r - i' > 1.1 \quad (1)$$

$$r - z' > 1.7 \quad (2)$$

$$z' < 23.7 \quad (3)$$

一方、Blue cloud サーベイでは、星形成が活発な青く若い銀河を選択するために、Hayashi et al. 2017 の line emitter catalog を使用した。これは HSC-SSP の photoz, 銀河の色, NB excess を元に、各 redshift の emitter catalog が作成されている。このカタログから cmodel における nb921 の等級が 24.5 等より明るいものを選び高密度領域の探査に用いた。

2.3 fixed aperture method

色選択された銀河団の高密度領域を以下のようにして探査した。まず、ある半径の aperture を観測領域に隙間なく敷き詰め、各 aperture 内にある銀河の個数を数えた。次に、aperture 内に含まれる銀河の平均の個数とその分散を求めた。そして、3sigma 以上に対応する aperture 内の銀河の座標の重心を繰り返し求め、新しい高密度領域の中心とした。重心を求める作業は収束するまで行い、最後に高密度領域間の重複を最後に取り除いた。この時の aperture の半径は、銀河団成長のシミュレーション (Chiang et al. 2013) に基づき、着目している時代での典型的な銀河団半径を使った。

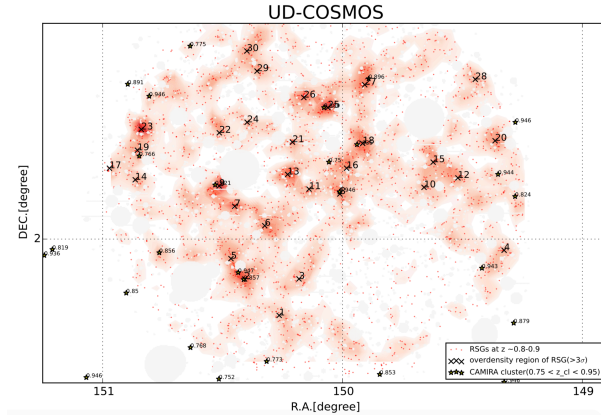


図 2: Ultra-Deep の cosmos 領域 (測光赤方偏移 0.8-0.9) における Red sequence サーベイ高密度領域。高密度領域がフィラメント状に分布している。

3 Results

銀河団の Blue dominate cluster, Dual cluster の色等級図を作成したところ図のようになった。横軸は cmodel の r バンド等級、縦軸は cmodel の r-z' をカラーとした。この時、各銀河団候補領域の半径は 2.3arcmin とし、同じ分類の銀河団候補領域を足し合わせた。以下の銀河団の色等級図はいずれも field の差し引きを行なった後の図である。

二つを比較すると、Blue dominate cluster は Blue cloud の分布が多く Red sequence の分布は少ない結果となった。一方で、Dual cluster では Red sequence 側や Green valley に属する銀河がより多くなるという結果になった。

比較のために field 領域における色等級図を用意した。field 領域では赤い銀河は少なく、Blue cloud 側に天体が多く分布している。星形成が活発である Blue dominate cluster は、時間が経つにつれて星形成活動が穏やかになっていき、Dual cluster のような両者の性質を示す段階を経由して、赤い銀河が多く群れている段階になるのではないかと考える。ここで r-z' が 1.5 より大きい天体を赤い銀河、小さい銀河を青い銀河と定義して、青い銀河の割合を見積もったところ field, Blue dominate cluster, Dual cluster の順に値が小さくなっていった。

次に環境における quench した銀河についてより詳しく調べた。red sequence 上にある銀河についてある

z' バンド等級を境に明るい天体を giant、暗い天体を dwarf と定義して、それらの比を取ることで (giant to dwarf ratio:GDR)、どのような進化段階にあるか定量的に評価できる (Bildfell et al. 2005)。今回見積もると blue dominate cluster, Dual cluster それぞれ GDR は 0.78, 0.61 という結果になった。

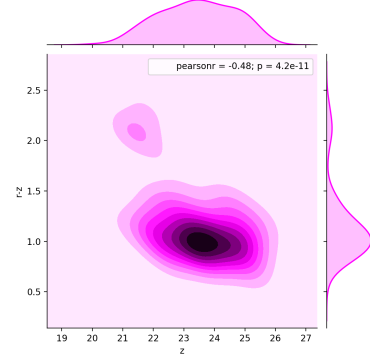


図 3: Blue dominate cluster の色等級図

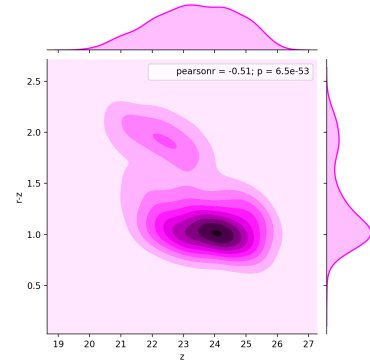


図 4: Dual cluster の色等級図

4 Discussion

field 領域、Blue dominate cluster, Dual cluster の順に Blue cloud から Red sequence に銀河が移ることが分かった。先行研究ではリッチネスの大きさと環境が定義されてはいるものの、同じような傾向が確認されている (Tanaka et al. 2005)。本研究でも field, Blue dominate cluster, Dual cluster の順番で

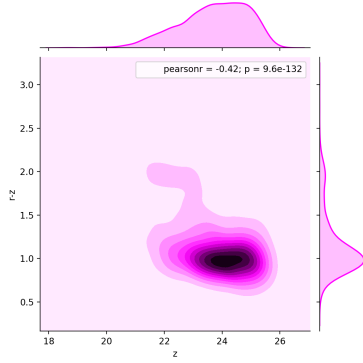


図 5: field 領域の色等級図

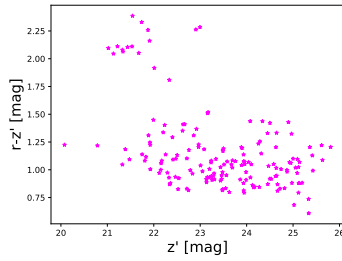


図 6: Blue dominate cluster の色等級図の plot

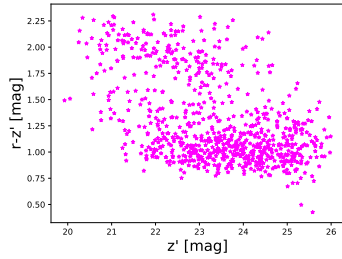


図 7: Dual cluster の色等級図の plot

銀河の個数密度が大きくなっている、リッチネスつまり銀河団の質量が星形成活動の quenching に影響を与えているのだろう。また星形成銀河が多い「青い銀河団」では、進化段階がまだ若く、ダウンサイジングの遅れとも関係していることが分かる。

また Blue dominate cluster では明るく重い銀河のみが red sequence に分布しているが、Dual cluster では暗い側の銀河も sequence に現れ始めていた。GDR は遠方であればあるほど大きい値を取ることが知られているが (Bildfell et al. 2012)、環境ごとに調べて

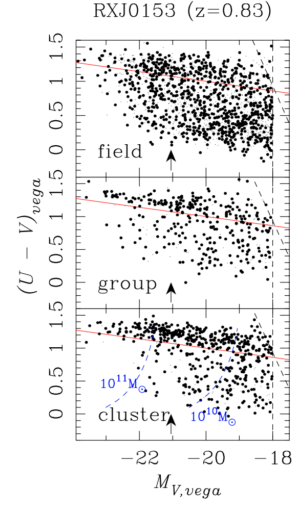


図 8: $z=0.83$ の環境ごとの色等級図

みると Blue dominate cluster の方が Dual cluster より大きな値となった。これは質量の大きい銀河から先に進化していく downsizing 現象が環境軸方向にも生じていると考えられる。

5 Conclusion

1 月の分光観測に向けて新しい種類の銀河団の性質を調べたが、HSC-HSC で見つかった銀河団候補領域の色等級図を作成することにより、銀河の環境ごとで色等級図上のどの領域に分布しやすいかが分かった。今後は環境軸方向だけではなく、時代ごとにどのように変化していくのか調べる必要性がある。また光度関数や星質量関数を環境軸や時間軸ごとに求め、どのような傾向があるのか調べていく方針である。

Reference

- Chiang et al. 2013 ApJ 779 127
- Hayashi et al. 2017 PASJ 70 17
- Kodama & Arimoto 1997
- Tanaka et al. 2005 PASJ 362 268
- Baldry et al. 2004 ApJ 600 681
- Bildfell et al. 2012 MNRAS 425 1

Blue horizontal-branch stars を用いた銀河 系恒星ハロー構造の解明

福島 徹也 (東北大学大学院 理研究科天文学専攻)

Abstract

銀河系ハローには古い星が多く、銀河系形成時の動力学情報を保存していることから、これらの星の空間分布・力学情報を得ることは銀河形成の研究において非常に重要である。本研究では、すばる望遠鏡の超広視野カメラ Hyper Suprime-Cam (HSC) を用いた戦略枠プログラムのデータの中から、青色水平分枝星 (BHB) をその測光的特長から取り出し、銀河系中心から約 300 キロパーセックのハローの端に及ぶ銀河系ハローの構造を明らかにするのが目標である。BHB 星は絶対等級が明るいことと距離の評価が容易であることから、ハローの構造を決定する上で大変優れたトレーサーである。BHB の抽出には、たとえば SDSS で行われたように、 $u - g$ vs $g - r$ の 2 色図を用いバルマー線の違いを反映した方法を取ることが多いが、今回用いた HSC のデータには u -band がないので、 z -band におけるパッシェン系列の違いにより BHB を選択する。その際、HSC と SDSS のデータをクロスマッチして一致した天体を基準として、HSC のフィルターシステムを用いた新たな BHB の選択条件を決めた。新たな選択条件を Sextans dSph に含まれる BHB を用いて評価したところ、completeness : 67%, purity : 62% という結果を得た。本研究では、ハローの構造を動径方向にべき乗 (べき α) の形を持つ密度分布で、軸対称で一定の軸比 (q) をもつ関数形を採用した。そして、今回選ばれた BHB に対して選択の精度を考慮した最尤法を用い、パラメータ α と q を推定した。その結果、ハローの全体構造は一般にプロレート状であることが分かった。また、動径方向のべきがある半径 (r_b) で変化するモデルを採用したところ $r_b = 200$ kpc でべきが変化すると推定された。この半径はハローの端があるとすればその半径に相当するものであるかもしれない。

1 Introduction

ハローは円盤に比べて力学時間が長いため、銀河系恒星ハローは、銀河系形成時の情報を保持している。そのため、銀河形成の研究において銀河系恒星ハローの構造を知ることは大変重要である。明るく絶対等級が推定しやすいという点から、恒星ハローの構造を探るうえで red giant-branch (RGB) や RR Lyrae (RRL) や blue horizontal-branch (BHB) といった星がトレーサーとして使われる。RRL や BHB を使った研究から、銀河系中心から数十から百 kpc においてはハローは smooth な成分と substructure を持つことが知られている。smooth な成分は一定の軸比 (q) を持つべき乗 (べき α) の密度分布が使われるが、先行研究では $2 < \alpha < 4$, $0.4 < q < 0.8$ のような値が求められている。また、これらは銀河系中心からの距離により変化し、外側は内側に比べて α が大きく傾きが急で、 q は 1 に近くなりあまり潰れていない構造になることも示された。

先行研究では銀河中心から数 10 – 100 kpc の範囲の恒星ハローの構造を研究しているが、天の川銀河のダークマターハローのビリアル半径は約 300 kpc ほどでありこれには達していない。ハローの密度分布のべきの変化は降着した銀河によりつくられ、変化する半径は降着した時間と降着したサテライトの質量に関係するという研究もあり、より外側に密度プロファイルの変化がないか探ることで最近の小さなサテライトの降着の有無などの最近の降着史を知ることができる。Subaru Strategic Program (SSP) で行われた Hyper Suprime-Cam (HSC) で得られた BHB 星を使って 100 kpc より外側の恒星ハローの構造を調べることで銀河系の形成過程に制限を付けることが本研究の主な目的である。

2 Data & Methods

2.1 HSC-SSP data

今回は HSC-SSP の Wide のデータを用いた。これは 5 つのバンド (g, r, i, z, y) で約 1400deg^2 の領域を観測する計画であるが、現在 7 つの領域 (XMM-LSS, WIDE12H, WIDE01H, VVDS, GAMA15H, GAMA09H, HECTOMAP) 約 300deg^2 の観測データが扱える。カタログ内の *extendness* を使って銀河と星のサンプルを分けるが、暗いサンプルになると誤差によりうまく分けられなくなる。本研究では、銀河のコンタミが少ないと思われる $i < 23$ のサンプルを使って議論する。今後出てくる等級は、星間減光を補正したものである。

2.2 Selection of BHB stars

BHB は表面重力の違いにより、他の A-type star と分離される。この時、365 nm のバルマー線の形状により生じる u -band の違いを用いて、 $g - r$ vs $u - g$ の color cut で BHB を選択する。しかし、HSC のデータには u -band が存在しないため、代わりにパッシェン系列により z -band に生じる違いを用いて BHB を選択する。この時、Vickers et al. (2012) で決められた selection box を用いようとしたが、SDSS と HSC の測光バンドの特性の違いによりうまくいかなかった。そこで、SDSS のデータと今回の HSC のデータをクロスマッチして SDSS の $g - r$ vs $u - g$ の color cut により BHB とされたサンプルを参考に HSC の測光システムにおける新たな BHB の選択条件を決めた。図 2 において、青点・緑点・赤点はそれぞれ SDSS により BHB・BS・その他 A-type star とされたものである。これらを参考に決めた新たな BHB 選択条件が次である。(図 1 左図の実線)

$$\begin{aligned} -0.3 < g_{\text{HSC}} - r_{\text{HSC}} < 0 \\ 0.2(g_{\text{HSC}} - r_{\text{HSC}}) - 0.04 < i_{\text{HSC}} - z_{\text{HSC}} < 0.01 \\ 2(g_{\text{HSC}} - r_{\text{HSC}}) - 0.23 < g_{\text{HSC}} - z_{\text{HSC}} \\ < 2(g_{\text{HSC}} - r_{\text{HSC}}) - 0.03. \end{aligned} \quad (1)$$

オレンジ色の四角は Xue et al. (2011)SDSS の分光データを用いて決められた BHB 候補。選択領域内

に入っておりこの選択条件を支持した結果になっている。左図と右図を比べると HSC のデータの方が SDSS にくらべてそれぞれ分類された星がまとまっていて、BHB と他の A-type star をうまく分離できる。これは HSC の z -band がよりパッシェン系列に sensitive なものになっているからである。

2.3 Contamination of BS stars

図 1 にしめした Sextans 矮小楕円体銀河の色等級図から選んだ BHB と BS を用いて今回用いたセクションの completeness と purity を求めたところ、それぞれ 67%、62% とわかった。この値を後述する尤度に含めることで結果に与える BS のコンタミの影響を小さくする。

2.4 Distance estimate and spatial distribution of BHBs

BHB の絶対等級は Deason et al. (2011) を参考に次式で求めた。

$$\begin{aligned} M_g = & 0.434 - 0.169(g_{\text{SDSS}} - r_{\text{SDSS}}) \\ & + 2.319(g_{\text{SDSS}} - r_{\text{SDSS}})^2 + 20.449(g_{\text{SDSS}} - r_{\text{SDSS}})^3 \\ & + 94.517(g_{\text{SDSS}} - r_{\text{SDSS}})^4 \end{aligned} \quad (2)$$

今回は銀河のコンタミが少なく、BHB 候補の密度分布を十分にとらえられていると考えられる $50 < r < 300$ kpc のサンプルを使う。GAMA15H、XMM-LSS には substructure が存在することが知られているため、これらを含めたサンプルと含めないサンプル両方を使って議論する。

2.5 Maximum likelihood method

一定の軸比 (q) をもつべき乗 (べき α) の密度分布

$$\rho(R, z) = \rho_0 R_{\odot}^{\alpha} \left[R^2 + \frac{z^2}{q^2} \right]^{-\alpha/2}, \quad (3)$$

を仮定し、(α, q) を最尤法を用いて求める。このとき、尤度は次で表される。

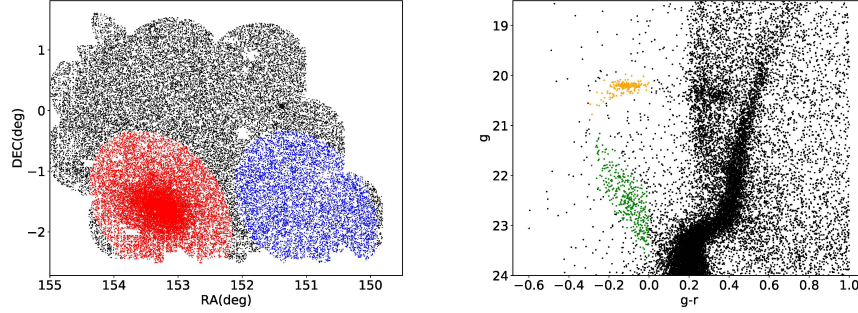


図 1: Left: spatial distribution of stars in the HSC-SSP data near a dwarf spheroidal galaxy, Sextans. The candidate member stars in Sextans are designated with red points. Blue points show the field stars outside Sextans but covering the same area. These field stars are utilized for the correction in the estimate of selecting BHB stars. Right: g vs. $g - r$ color diagram of stars with $i \leq 23$ mag in Sextans. Blue and red points denote the selected BHB and BS stars.

$$\begin{aligned}
 P(\mathbf{x}_i) &= p(griz|\text{BHB}) \frac{f_{\text{BHB}}}{V_{\text{BHB}}} \\
 &\quad \times \rho_{\text{BHB}}(m_g - M_g^{\text{BHB}}, l, b) D_{\text{BHB}}^3 \\
 &+ p(griz|\text{BS}) \frac{f_{\text{BS}}}{V_{\text{BS}}} \\
 &\quad \times \rho_{\text{BS}}(m_g - M_g^{\text{BS}}, l, b) D_{\text{BS}}^3 \quad (4)
 \end{aligned}$$

$$\log L = \sum_{i=1}^{N_{\text{tot}}} \log P(\mathbf{x}_i) \quad (5)$$

3 Results & Discussion

途中でべきが変わらない密度プロファイルのモデルを仮定して $i < 23$ 等で $50 < r < 300$ kpc の BHB 候補に対して最尤法を用いたところ、表 1 のような結果を得た。

表 1: Maximum Likelihood results for a single power-law model

Substructure	α	q
with	$3.38^{+0.15}_{-0.25}$	$2.04^{+0.37}_{-0.13}$
without	$3.51^{+0.36}_{-0.38}$	$1.34^{+0.66}_{-0.37}$

表 2: Maximum Likelihood results for a broken power-law model

Substructure	α_{in}	α_{out}	r_b (kpc)	q
with	$3.1^{+0.3}_{-0.4}$	$4.7^{+0.6}_{-0.9}$	105^{+35}_{-25}	$2.6^{+1.9}_{-0.3}$
without	$3.2_{-0.4}$	5.3	210	$1.5^{+1.8}_{-0.4}$

全領域のサンプルを使うと、 $\alpha = 3.68^{+0.15}_{-0.25}$ and $q = 2.04^{+0.37}_{-0.13}$ となりプロレートな形状になる。一方、GAMA15H・XMM-LSS を除いたサンプルだと $\alpha = 3.51^{+0.36}_{-0.38}$ and $q = 1.34^{+0.66}_{-0.37}$ となり、 α は同じような値になるが、球に近い形状になることが分かった。この結果は、GAMA15H・XMM-LSS に含まれるサジタリウスストリームといった構造によるものと考えられる。これらの構造は、銀河系円盤と垂直の軌道をしているサジタリウス矮小銀河の潮汐破壊により生まれたものである。これらの構造により銀河系円盤と垂直方向に伸びたようなプロレートな形にフィットされる。

また、ある半径でべきが変わる broken power-law モデルに対してもフィッティングを行った。この結果表 2 のような結果を得た。GAMA15H・XMM-LSS を含まないサンプルに注目すると $r \simeq 200$ kpc でべきが急になることが分かった。この半径にこのような境界が本当にあるとしたら、この結果は天の川銀河は過去 10 億年のあいだ小さい銀河の降着をしていないことを示している。しかし、これらの結果はサンプルが少なく誤差が大きいため、今後観測されるデータを含めた慎重な議論が必要がある。

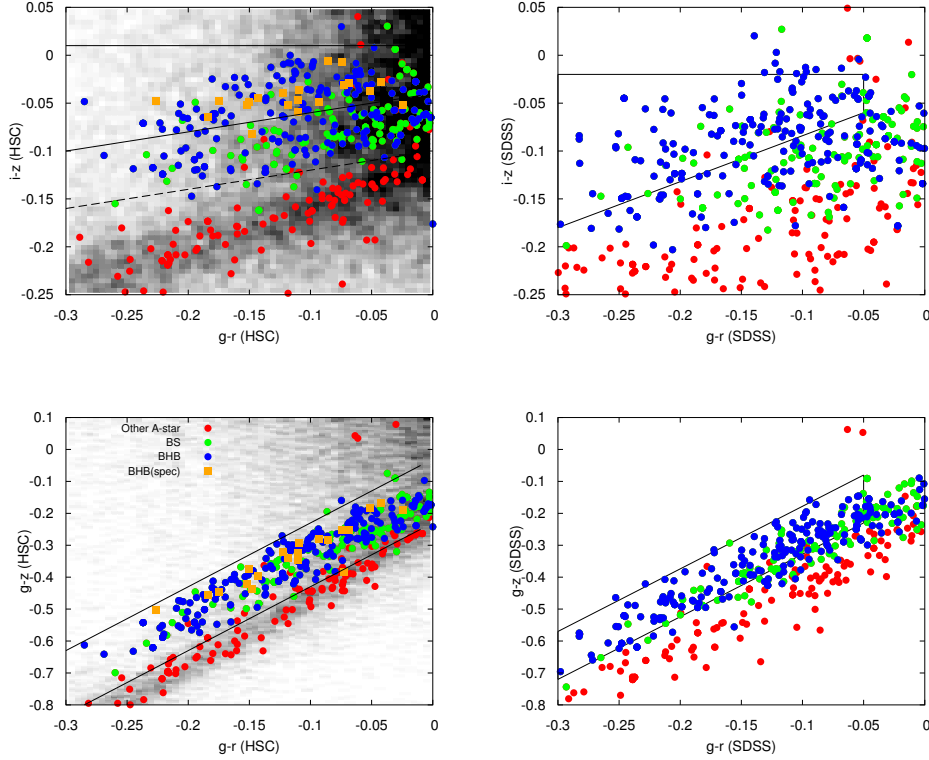


図 2: Color-color diagrams for the selection of BHB stars in the $g-r$ vs. $i-z$ space (upper panel) and the $g-r$ vs. $g-z$ space (lower panel). Left and right panels correspond to the HSC and SDSS filter systems, respectively. Green and blue points indicate stars classified as BS and BHB candidates, respectively, whereas red points are other A-colored point sources based on SDSS's (u, g, r) -band selection (?). Orange squares show BHB stars selected from spectroscopy by Xue et al. (2011). In left panels with the HSC filter system, black dots are all of the point-source data in HSC-SSP and areas enclosed by solid lines denote the fiducial selection region for BHB stars against BSs, white dwarfs and quasars adopted in this work. The dashed lines in the blue side of $i_{\text{SDSS}} - z_{\text{SDSS}}$ (upper left panel) is also employed to examine the effects of the contamination by BS stars. In the right panel with the SDSS filter system, solid lines show the selection of BHB stars proposed by Vickers et al. (2012).

4 Conclusion

特殊な構造がない領域の $r = 50 - 300$ kpc にある約 450 個の BHB を使って銀河系恒星ハローの構造を求めたところ、 $(\alpha, q) = (3.51, 1.34)$ という結果を得た。さらに、途中でべきがかわるモデルを用いたところ、 $r \simeq 200$ kpc でべきが急になることが分かった。サンプル数が少ないため今後の観測も含めた慎重な議論が必要である。

Reference

- Deason, A. J., Belokurov, V., & Evans, N. W. 2011, MNRAS, 416, 2903
- Fukushima T., Chiba M., Homma D., Okamoto S., Komiyama Y., Tanaka M., Tanaka M., Arimoto N., Matsuno T., 2018, PASJ, 73
- Vickers, J. J., Grebel, E. K., & Huxor, A. P. AJ, 143, 86
- Xue, X.-X., Rix, H.-W., Yanny, B., et al. 2011, ApJ, 738, 79

Gaia DR2 でみる作用空間の基礎構造

山田 優太郎 (新潟大学大学院自然科学研究科 M1)

Abstract

ESA (欧州宇宙機関) の位置天文衛星 "Gaia" の Data Release2 (DR2) の公開により、13 億個程度の光源の 5D パラメーター (赤経、赤緯、固有運動、年周視差) が得られている。これまで使用されてきた Hipparcos の観測によるカタログは 100pc 程度までしか精度よく距離を測れなかったが、この Gaia は 10kpc までの星の距離測定が可能になる計画である。DR2 は中間公開ではあるが、DR1 と比べても非常にたくさんの星に対して 5D パラメーターを得ることができるようになった。視線速度についても Gaia 単機での測定が継続中であり、今後のデータリリースでは 6D パラメーターの公開が期待されている。

現在この DR2 をもとに様々な研究が行われているが、ここでは太陽から 1.5kpc 以内の 350 万個程の星についてのデータを用いて、星の銀河系内軌道運動の分布について調査した論文のレビューをする。DR2 から得られた星の詳細軌道運動のデータにより従来の限界であった太陽系近傍を超えて天の川銀河の小規模構造の解析が可能になった。星の軌道運動は $(J_R, J_\phi = L_z, J_z)$ を用いてマッピングすることで同じ軌道上の星の識別を容易にしている。これまでに銀河の基礎構造が軌道運動の密度 $n(J_R, L_z)$ に関係していることが知られており、DR2 のデータでより精度よく対応関係を示すことができる。既知の、そして新しい銀河の基礎構造を示し、異なる軌道上の星の占有率の違いと基礎構造における非軸対称性の程度を計ることは、どちらも天の川銀河円盤のモデル化にとって重要である。

ここでは、速度による構造と作用による構造の比較と、太陽系からの距離による構造の変化を見る。その後、既知の構造とも比較し、Gaia DR2 による解析への影響を見る。

1 Introduction

軌道運動の作用積分 (以下作用) $(J_R, J_\phi = L_z, J_z)$ は天の川銀河を解析するうえで強力なツールになりうるがわかっている。作用は運動の積分であるから、銀河の星の成分を表す分布関数の理想的なパラメータである。2018 年 4 月 25 日に公開された Gaia DR2 により、かつての Hipparcos などから比べて、非常に詳細な構造が見ることができた。この研究では、Gaia DR2 が提供する 6D パラメータから星の作用を推定することで、太陽から約 1.5 kpc 以内の星の軌道分布を定性的に調べている。

Data product or source type	Number of sources
Total	1 692 919 135
5-parameter astrometry	1 331 909 727
2-parameter astrometry	361 009 408
ICRF3 prototype sources	2820
Gaia-CRF2 sources	556 869
G-band	1 692 919 135
G _{BP} -band	1 381 964 755
G _{RP} -band	1 383 551 713
Radial velocity	7 224 631
Classified as variable	550 737
Variable type estimated	363 969
Detailed characterisation of light curve	390 529
Effective temperature T_{eff}	161 497 595
Extinction A_G	87 733 672
Colour excess $E(G_{\text{BP}} - G_{\text{RP}})$	87 733 672
Radius	76 956 778
Luminosity	76 956 778
SSO epoch astrometry and photometry	14 099

2 Data and Methods

2.1 Data & Quality cuts

2018 年 4 月 26 日に公開された GaiaDR2 (Gaia Collaboration et al. 2018a,b) では、7,224,631 個も

図 1: GaiaDR2 のサンプル数

の 6D パラメータ (2D 位置 (RA, Dec)、年周視差 ϖ 、固有運動 μ_{RA}, μ_{Dec} 、そして視線速度 v_{los}) が得

られた。ここから距離測定として $d = \frac{1}{\varpi}$ を用いても十分正確であるように、相対距離誤差 5 % に相当する $\frac{\delta\varpi}{\varpi} \leq 0.05$ を満たすもデータのみを採用すると、3,738,840 個になった。

さらに太陽に対する三次元空間速度、

$$\frac{v_{tot}}{\text{km s}^{-1}} = \left(\left(\frac{v_{los}}{\text{km s}^{-1}} \right)^2 + \left(\frac{4.7623 \text{ mas}}{\varpi} \right)^2 \right. \\ \left. \times \left[\left(\frac{\mu_{RA*}}{\text{mas yr}^{-1}} \right)^2 + \left(\frac{\mu_{Dec}}{\text{mas yr}^{-1}} \right)^2 \right] \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1)$$

でもカットが行われる。これは年周視差、固有運動、視線速度の不確実性がすべて v_{tot} に凝縮されることを示しており、 $\delta v_{tot} > 8 \text{ km s}^{-1} \sim \sqrt{3} \times 5 \text{ km s}^{-1}$ の星をすべて除外する。最後に `astrometric_excess_noise` が 0.2 mas 以下になるようにすることで、3,564,940 個の星の高品質なデータを得る。

高品質に抜粋した観測データのうち、太陽からの距離で三つの枠組みに分ける。「局所太陽系近傍」：太陽からの距離が $\frac{1}{\varpi} < 200 \text{ pc}$ 。これは `Hipparcos` のミッションでカバーされた範囲である。「拡張太陽近傍」： $200 \text{ pc} < \frac{1}{\varpi} < 600 \text{ pc}$ 。「拡張円盤領域」： $600 \text{ pc} < \frac{1}{\varpi} < 1.5 \text{ kpc}$ 。

2.2 Action Estimation

恒星の運動は一般的には 6 次元位相空間にて表現され、銀河重力ポテンシャルにおいて複雑な時間発展を示す。軸対称銀河ポテンシャルにおいては、位置と速度をその軌道に沿って積分することで、便利な次のような形で定義される。

$$J_R = \frac{1}{2\pi} \oint_{orbit} p_u du \quad (2)$$

$$J_\phi = \frac{1}{2\pi} \oint_{orbit} p_T d\phi = L_Z \quad (3)$$

$$J_z = \frac{1}{2\pi} \oint_{orbit} p_v dv \quad (4)$$

(u, v) は銀河中心子午面の (R, z) に相当し、 (p_u, p_v) が対応する運動量である。 ϕ および p_T は方位角および方位角速度である。特に J_ϕ は単に z 方向の角運動量 L_z である。

ただしこの式 (2)～(4) の正確な計算は容易ではない。銀河系のバルジや腕上構造のような非軸

対称構造を示す銀河では、例えば L_z は半径方向移動の影響を受ける。しかし、銀河の重力ポテンシャルが特別な場合 (Stäckel potential) では、それぞれの式が単一の直角位相に減少し、速く簡単に評価することができる。ここでは、Bovy による `galpy python package` (2015) の軸対称な重力ポテンシャル (MWPotential2014) を仮定し、Binny (2012) による「theStäckelFudge」を用いる。この仮定では、太陽の位置 $R_\odot = 8 \text{ kpc}$ での円周速度が $v_{circ}(R_\odot) = 220 \text{ km s}^{-1}$ になる。

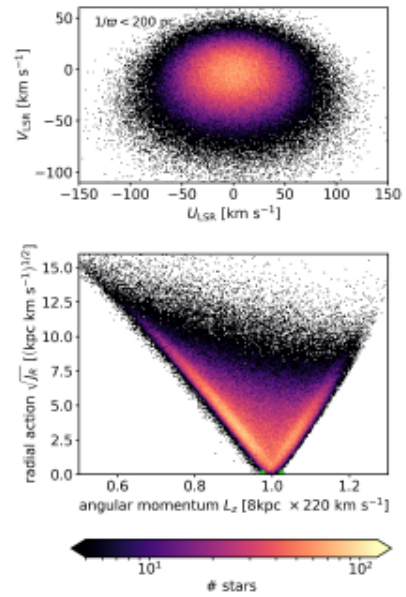


図 2: 疑似軸対称銀河の速度と作用の分布

2.3 Axisymmetric mock data

今、完全に軸対称な銀河系ディスクの場合に太陽系近傍の作用空間 (L_z, J_R) と速度空間 (U, V) でどのような分布を期待されるかを示す。模擬データは、Trick et al. (2016), Appendix A に記載された手順に従って、恒星分布関数 (DF) のモンテカルロサンプリングによって作成される。天の川銀河モデルは、作用推定に用いた重力ポテンシャルモデル、MWPotential2014、擬似等温 (quasi-isothermal) DF である軸対称銀河円盤、お

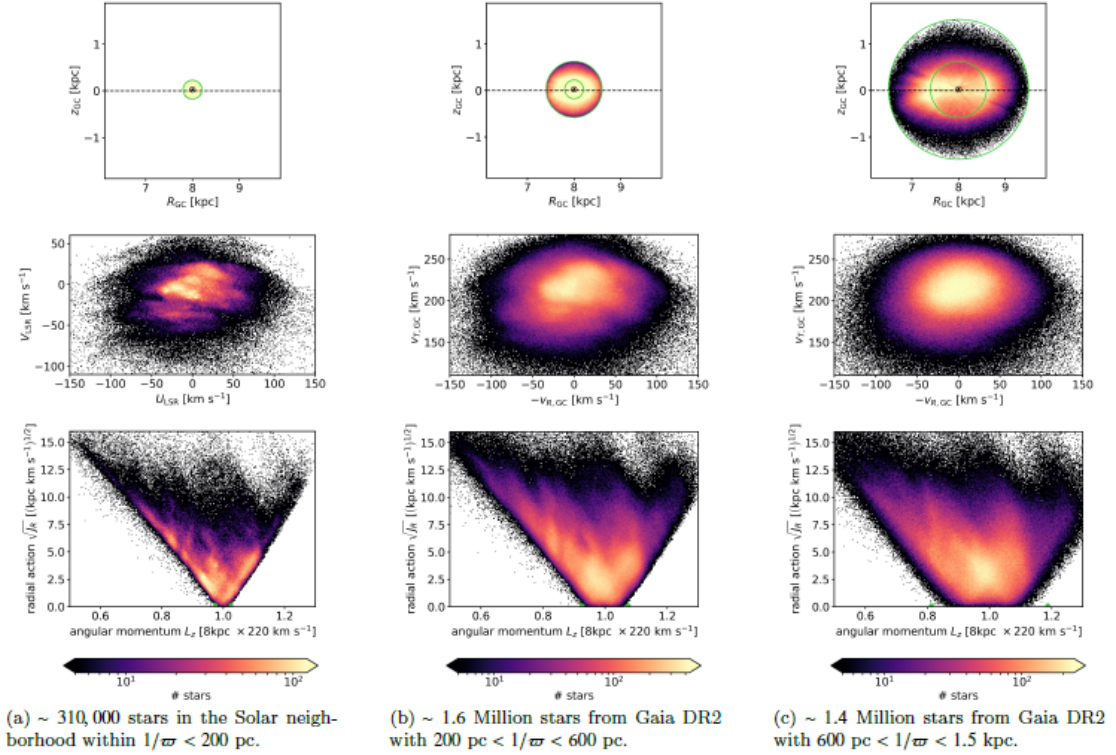


図 3: 「局所太陽系近傍」「拡張太陽近傍」「拡張円盤領域」における $n(U, V)$ と $n(L_z, J_R)$

よび太陽系近傍 $d = 200 \text{ pc}$ での鋭いカットオフ角を持つ球形選択関数、で構成されている。疑似等温密度分布関数のスケールパラメータは、ディスクスケール長 $h_R^{qdf} = 2.5 \text{ kpc}$ 、速度分散 $\sigma_{R,0}^{qdf} = 33 \text{ km s}^{-1}$ 、 $\sigma_{z,0}^{qdf} = 25 \text{ km s}^{-1}$ 指数速度スケール長 $h_{\sigma,R}^{qdf} = 8 \text{ kpc}$ 、 $h_{\sigma,z}^{qdf} = 33 \text{ kpc}$ (Bovy and Rix 2013)。これらの条件で約 310 万個の星々を描いた。この疑似データの星々の動径方向および垂直方向の速度分散は、 $\sigma_R = 34 \text{ km s}^{-1}$ および $\sigma_z = 22 \text{ km s}^{-1}$ であり、従って我々の GaiaDR2 から得た「局所太陽系近傍」サンプルにおける速度分散 $\sigma_R = 37 \text{ km s}^{-1}$, $\sigma_z = 20 \text{ km s}^{-1}$ に近い。

3 Results

3.1 The 200 pc Solar neighborhood, and beyond

GaiaDR2 から得られた $n(L_z, J_R)$ と $n(U, V)$ を疑似データと比較する。図3では、3つの範囲における銀河中心子午平面の分布を1段目に示している。中央の段は銀河系円盤内の水平運動による分布で、 $1/\varpi < 200 \text{ pc}$ の場合は動径および接線方向の運動を記述するために (U_{LSR}, V_{LSR}) の速度を、 $200 \text{ pc} < 1/\varpi$ つまり太陽系近傍の外では銀河中心座標系の $(-v_R, v_T)$ を利用している。3段目が作用空間の分布である。太陽系近傍半径 $R_\odot = 8 \text{ kpc}$ において、速度 $v_{circ}(R_\odot) \sim 220 \text{ km s}^{-1}$ の円軌道を持つ星の角運動量 $L_z = 8 \text{ kpc} \times 220 \text{ km s}^{-1} \equiv L_{z,0}$ を基準とした $\frac{L_z}{L_{z,0}}$ を横軸にしている。(a) の局所太陽系近傍では、速度空間と作用空間ともに詳細な構造が見て取れる。密度が高い尾根上の構造はほぼ一定の L_z で盾に伸びている

ようだ。そして (b)、(c) と $1/\varpi$ が大きくなるにつれて速度分布は急速にぼやけてしまう。しかしながら、作用空間では構造が識別可能な余地が依然として存在しているのがわかる。

3.2 Moving goroups

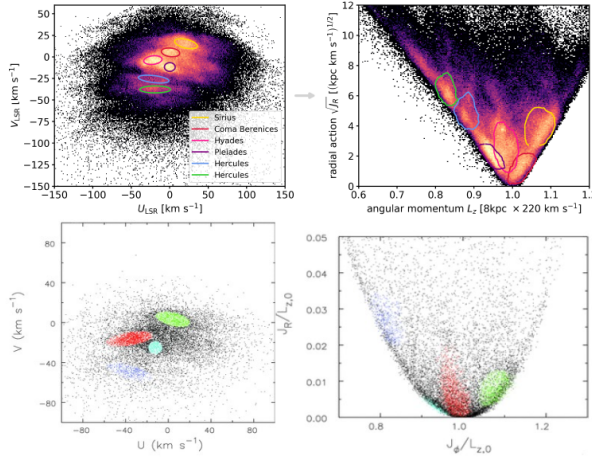


図 4: Gaia DR2(上) と Hipparcos(下) による局所太陽系近傍の MovingGroups

図 4 左上には既知の Moving goroups を「局所太陽系近傍」の速度空間に示す。Hyades や Pleiades などの星団由来の stream がある。これからわかるように、 V がほぼ一定で、既知の移動群と一致する広範囲の U にまたがるアーチを検出している。図 4 右上にはその範囲に対応する作用空間の領域を同じ色の線で囲んである。見てわかる通り、作用空間内の高密度部分に対応している。そしてそれは同じような (U, V) 速度を有するなら、同様の L_z, J_R 似通った軌道をとることを示す。

Gaia DR2 が公表される以前のデータでは品質も量も足りず、 (U, V) 平面における移動群の範囲の定量化は困難だった。図 4 下に示したのは、Sellwood(2010) により Hipparcos のデータを使用して同様に行われた作用推定の結果である。Hipparcos では Hyades のみが顕著にしか見えていたが、Gaia DR2 によりほかの構造が明瞭になっているのは言うまでもない。

4 Discussion & Conclusion

この研究では、Gaia DR2 により約 1.5kpc 以内の銀河円盤内の星々の軌道-空間分布に重要な構造があることを示した。数百万の恒星の位置と速度を高精度に測定する Gaia DR2 のおかげで初めて可能になった。図 3 からわかるように、太陽系近傍 (100~200pc) を超えた速度空間では軌道の基礎構造が不明瞭である。それに比べ作用空間では、太陽系近傍ではいくつもの Moving goroup と過密構造を示す。これら $n(L_z, J_R)$ の構造では以下の 4 つの物理的意味を持つと考えることができる。(1) 典型的な測定の不確かさは、このサンプルでは観測された構造のサイズよりも小さい。(2) これら $n(L_z, J_R)$ の過密構造では平均 J_z が低く、円盤に非常に近いまでである。(3) 多くは非常に非対称な動径方向運動の領域に対応する。(4) $1/\varpi = 1.5\text{kpc}$ までのすべての距離領域で同様の構造が観測されている。

ただし、ここで用いた作用があくまでも推定であったことには注意が必要だ。銀河系重力ポテンシャルの形状がよくわかっていないこと、またそれは明らかに軸対称ではないためにこの作用は推定でしかない。

これまでの作用推定は大部分が測定の不確か性により支配されていたため、作用空間の基礎構造で銀河系を記述するために軸対称モデルを使用することはそこまで問題はなかった。Gaia DR2 は、データの複雑さを落とすための銀河系モデルが、本来の天の川銀河を知るための枷になることを示唆しているかもしれない。

Reference

- Wilma H. Trick et al. 2018, arXiv:1805.03653
- Sellwood J. A. 2010, MNRAS, 409, 145
- Gaia Collaboration et al., 2018b, preprint, (arXiv:1804.09380)
- Gaia Collaboration et al., 2018a, preprint, (arXiv:1804.09365)
- Bovy J., 2015, ApJS, 216, 29
- Trick W. H., Bovy J., Rix H.-W., 2016, ApJ, 830, 97

c14

水素分子冷却による宇宙初期天体の形成過程

官野 優翔 (新潟大学大学院 宇宙物理学研究室)

Abstract

赤方偏移 z が 10^3 程度の時代は、宇宙膨張による温度低下から電子が陽子に捕獲され水素原子になり、宇宙の中性化が起こる。 z が 8 から 10^3 程度の時代は、宇宙は中性で明るい天体が観測されていないことから宇宙暗黒時代と呼ばれており、この時代に宇宙最初の日体形成されたのではないかと考えられている。この天体は今宇宙にある銀河以前に形成され、銀河の元と考えられる前銀河天体（原始銀河雲）であり、重元素を含まない原始ガスから形成されたと考えられている。銀河形成を考える上では、温度が 10^4K 以下では水素分子の振動・回転準位の励起による放射冷却が重要になり、原始ガス中にほとんど存在しないため水素分子の生成・解離過程を詳細に考慮し存在比を評価する必要がある。

本発表では [1][2] の論文のレビューを行う。宇宙の中性化時に再結合できず、取り残された電子や水素イオンを触媒とした非化学平衡での水素分子形成を考える。原始銀河雲の収縮時には水素分子形成と電子の再結合が同時に進む。このことを考慮して水素分子の形成・解離、電子の再結合、冷却のタイムスケールの比較から水素分子の形成量の推定を行う。冷却のタイムスケールを自由落下時間や宇宙膨張のタイムスケールと比較することで、冷却が効き天体形成が期待されるパラメータ領域を示し、原始雲が進化し実際に形成される天体の質量を推定する。

1 Introduction

原始銀河雲から形成される天体は、初期の宇宙では密度超過領域から重力収縮により形成されることが広く受け入れられている。天体の形成方法を理解するためには様々な進化段階における雲の物理的過程を個別に考慮する必要がある。

原始銀河雲の進化を考える上では、原始雲の冷却過程が重要になる。重元素を含まない原始ガスによる重力収縮を考えているため、冷却過程は水素原子 (H)・水素分子 (H_2) による冷却を考慮する。 $T > 10^4\text{K}$ では水素原子冷却が効くが、 $T < 10^4\text{K}$ では水素原子による冷却率が急減するため、 H_2 の振動・回転準位の励起による放射冷却の過程が重要になる。しかし、始原ガス中に水素分子がほとんど存在せず、 H_2 は励起されにくい。よって、水素分子冷却を考える上で H_2 の形成過程・存在比を評価する必要がある。

2 Methods

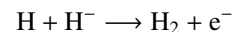
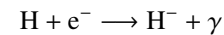
まずは、 H_2 による冷却を考慮したイオンを触媒とする H_2 の形成過程を考え、存在比を推定する。

実際に形成される天体の形成は、自由落下時間と冷却時間との比較によって基本的に理解される。よって、推定した H_2 の存在比から、冷却を含む $\rho-T$ 平面上の cooling diagram を図示し、冷却が効き天体形成が期待されるパラメータ領域を示す。

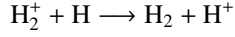
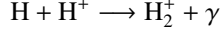
2.1 H_2 形成過程

H_2 の冷却過程として二つの過程を考える。

・ H^- 過程（電子を触媒）



・ H_2^+ 過程 (水素イオンを触媒)



上記の過程から、 H_2 形成には電子や水素イオンの存在が必要である。そのため電離度が重要になる。化学平衡で考えると電離度は、電離と再結合反応速度の関係から $T < 10^4 K$ 以下で急減するためイオンが存在せず H_2 が形成されない。よって、宇宙膨張による密度減少から有限に残る電子を触媒とする H_2 形成を考え、 H_2 の存在比を推定する。

2.2 H_2 の存在比の推定

$T < 10^4 K$ での冷却率を推定するためには、 H_2 の存在比 (以下、 y_{H_2}) が必要であるが、銀河形成期の $T < 10^4 K$ では一般的に平衡状態ではない。 y_{H_2} の値は ρ と T だけでなく、初期条件にも依存するため、時間的進化を考慮して非平衡な y_{H_2} の値を推定する必要がある。また、原始銀河雲の収縮による密度増加で、電子の再結合と H_2 形成が競合する。よって、タイムスケールを比較し y_{H_2} の値を推定する方法を採用する。ここで、 t_{dis} 、 t_{form} 、 t_{cool} 、 t_{rec} の 4 つのタイムスケールを導入する。それらは、それぞれ、 H_2 の解離および形成時間、冷却時間、および再結合時間を表す。

$$t_{dis} \equiv \frac{n_{H_2}}{\sum_i k_i^{dis} n_{H_2} n_i} = \frac{1}{\sum_i k_i^{dis} n_{H_2} y_i}$$

$$t_{form} \equiv \frac{n_{H_2}}{\sum_{ij} k_{ij}^{form} n_i n_j} = \frac{y_{H_2}}{\sum_{ij} k_{ij}^{form} n_{H_2} y_i y_j}$$

$$t_{cool} \equiv \frac{1.5 \rho k_B T}{\mu m_p \Lambda}$$

$$t_{rec} \equiv \frac{n_p}{k^{rec} n_e n_p} = \frac{1}{k^{rec} n_{H_2} y_e}$$

$n_H, n_i, y_i (\equiv n_i/n_H), k^X, \rho, \mu, m_p, \Lambda$ はそれぞれ全核子の数密度、 i の数密度、 i の割合、 X 過程の化学反応速度係数、質量密度、平均分子量、陽子質量、冷却率である。これらのタイムスケールを比較する。比較によって最もタイムスケールの短い過程がまず重

要になる。この過程からビリアル温度および赤方偏移を有する非平衡な y_{H_2} を評価する

図 1a は t_{dis} 、 t_{cool} 、 t_{rec} を比較し、その境界を $y_e - T$ 平面上に表した図である。比較から三つの領域に分かれている。

$$1. t_{dis} < \min(t_{cool}, t_{rec})$$

図 1a の「 t_{dis} fastest」領域である。 $T < 10^4 K$ より水素原子の冷却が効く。 H_2 の解離タイムスケールが最も短いため H_2 は化学平衡状態にある。この場合、 y_{H_2} は $t_{form} = t_{dis}$ より決定する。ここで、 $y_{H_2}^{eq}$ は化学平衡における y_{H_2} を示す。

$$y_{H_2} = y_{H_2}^{eq}$$

$$2. t_{rec} < \min(t_{cool}, t_{dis})$$

図 1a の「 t_{rec} fastest」領域である。 $T < 10^4 K$ より H_2 冷却が有効になる。再結合のタイムスケールが最も短いため H_2 は化学平衡から外れ、 y_e が減少する方へ進化する。その場合、 y_{H_2} は式 $t_{form} = t_{rec}$ より決定される。

$$y_{H_2} = y_{H_2}^{eq} \left(\frac{t_{rec}}{t_{dis}} \right)$$

$$3. t_{cool} < \min(t_{rec}, t_{dis})$$

図 1a の「 t_{cool} fastest」領域である。 $T < 10^4 K$ より H_2 冷却が有効になる。冷却のタイムスケールが最も短いため、 y_{H_2} は式 $t_{form} = t_{cool}$ によって決定される。ここで、 t_{cool}^{eq} は、 $y_{H_2}^{eq}$ を用いた H_2 の rovibrational transition による冷却のタイムスケールを表す。

$$y_{H_2} = y_{H_2}^{eq} \left(\frac{t_{cool}^{eq}}{t_{dis}} \right)^{1/2}$$

電離度は、 y_e^{rel} と y_e^{eq} で表現される。ここで、 y_e^{rel} は Galli & Palla (1998) で計算された宇宙論的な残った電離度 ($y_e^{rel} \sim 3.02 \times 10^{-4}$)、 y_e^{eq} は化学平衡時の電離度である。

図 1b は、 3.02×10^{-4} の初期電離度で $z = 0, 100, 200, 300$ の場合に形成される y_{H_2} を原始雲のビリアル温度に対して示した図である。 $z < 100$ では z 依存性がほとんどなくなり、水素分子比率は最大で $y_{H_2} \sim 10^{-4}$ 程度となる。図において $z \leq 100$ および $T \sim 10^4 K$ の場合、 H_2 は化学平衡状態にある

が、温度が低下するにつれて、冷却時間が他のタイムスケールに比べて短くなるため、 H_2 は平衡から離れる。2000K 未満では、再結合のタイムスケールが最短であり、 H_2 形成の触媒となる電子が急減し、 H_2 形成が起こらず $y_{H_2} \sim y_e^{\text{rel}}$ となる。

これを用いて、 y_{H_2} を推定することができる。

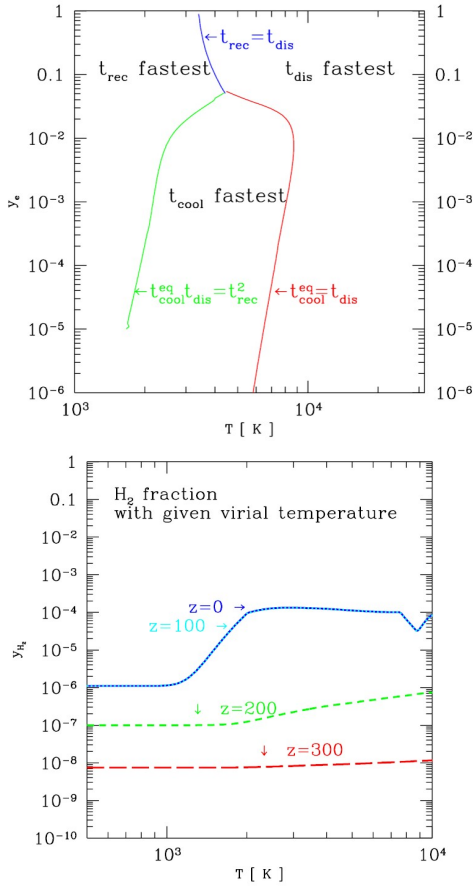


図 1: (a: 上図) t_{dis} 、 t_{cool} 、 t_{rec} を $y_e - T$ 面で比較した図、(b: 下図) 4 つの赤方偏移 z でプロットした原始雲がビリアル化したときに形成される y_{H_2} を表した図

2.3 自由落下速度と冷却時間の比較

前節で評価した y_{H_2} を用いて冷却率を評価することができる。自由落下速度 (t_{ff}) と H_2 冷却の寄与を含む冷却時間 (t_{cool}) の比較、 t_{cool} と Hubble 時間

H^{-1} の比較をすることで天体の進化を予測する。 t_{ff} と t_{cool} を以下に示す。

$$t_{\text{ff}} = \left(\frac{3\pi}{32G\rho_{\text{vir}}} \right)^{1/2}, \quad t_{\text{cool}} = \frac{1.5\mu^{-1}kT_{\text{vir}}}{n_{\text{vir}}\Lambda(y_{H_2}, T_{\text{vir}}, n_{\text{vir}})} \quad (1)$$

$$\rho_{\text{vir}} \equiv 18\pi^2\Omega\rho_{\text{cr}}$$

$$n_{\text{vir}} \equiv \Omega_b\rho_{\text{vir}}/m_p$$

$$\rho_{\text{cr}} \equiv 1.9 \times 10^{-29}h^2(1 + Z_{\text{vir}})^3 \text{gcm}^{-3}$$

今回の論文では、密度パラメータ $\Omega = 0.3$ 、 $\Omega_b = 0.04$ 、 $h = 0.7$ を採用します。式 (1) から t_{ff} と t_{cool} との境界、 H^{-1} と t_{cool} との境界が得られ、その線を $(1 + z_{\text{vir}}) - T_{\text{vir}}$ 平面上に描く (図 2)。

3 Results

図 2 より三つの領域に分けられる。

1. $t_{\text{cool}} < t_{\text{ff}}$:

原始雲の冷却が進み、温度低下から圧力の影響をほとんど無視し t_{ff} で動的に重力収縮する。恒星サイズの雲に分裂し収縮することが期待され、複数の天体形成が予想される。

この領域では $T > 10^4$ K では水素原子の輝線冷却が効き、 $T < 10^4$ K (だいたい z_{vir} が 10 ~ 100 の領域) では H_2 が形成され H_2 冷却が非常に有効である。

2. $t_{\text{ff}} < t_{\text{cool}} < H^{-1}$:

原始雲はほとんど冷却されずに収縮するため、圧力の影響を受け重力収縮せず止まり、ハッブル時間内で冷却が効き準静的収縮が起こる。中心密度が高い場合逃走的収縮が起こり、巨大で少数の天体形成が予想される。

この領域では $T < 10^4$ K より H_2 冷却が有効となる。

3. $t_{\text{ff}} < H^{-1} < t_{\text{cool}}$:

この領域でも $T < 10^4$ K より H_2 冷却が効く。しかし、原始雲はハッブル時間内に冷却ができないため、天体形成は期待できない。

$T_{\text{CMB}} > T_{\text{vir}}$ は冷却の禁止領域となっている。

各領域における天体形成システムと冷却過程について示した。最後に原始雲が進化し実際に形成され

る天体の質量の推定を行う上で、宇宙モデル・密度揺らぎのモデルについて考察する。

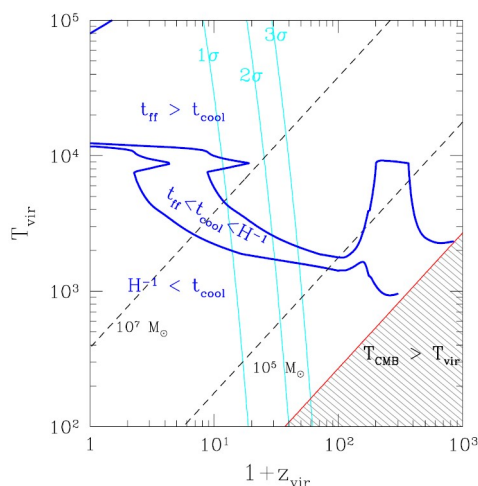


図 2: t_{ff} , H^{-1} , t_{cool} を比較し、 $(1+z_{\text{vir}}) - T_{\text{vir}}$ 平面上にプロットした図。1 σ , 2 σ , 3 σ は CDM 宇宙モデルにおける密度揺らぎをビリアル化したときの T, z でプロットした線。右上から左下に横切る線は原始雲の質量 ($10^5 M_{\odot}$, $10^7 M_{\odot}$) に対応する。

4 Discussion

原始雲が収縮し形成される宇宙初期天体の質量を推定するには、特に密度の揺らぎについて考察する必要がある。ここでは、観測から示唆されている冷たい暗黒物質 (CDM) の密度揺らぎから現在の銀河などの構造が形成されたモデル (CDM モデル) について考える。

この場合、小スケールにおいて揺らぎの分散が大きくなるため、小質量の原始雲から先に階層的に収縮するシナリオが考えられている。よって冷たい暗黒物質の揺らぎの 1 σ , 2 σ , 3 σ の線を図 2 に示すことで、最初に形成される天体の質量を推定する。

図 2 の 3 σ の線に着目する。原始雲が領域 $t_{\text{ff}} < H^{-1} < t_{\text{cool}}$ から進化していくが、この領域では冷却が効かないため天体形成は期待できない。その後、領域 $t_{\text{ff}} < t_{\text{cool}} < H^{-1}$ ではじめて冷却および天体形成

が可能になる。しかし、この領域では自由落下時間内に冷却が起きない事を考慮すると、自由落下時間内に冷却可能な領域 $t_{\text{cool}} < t_{\text{ff}}$ で $M \sim 10^6 M_{\odot}$ の最初の天体形成につながる事が考えられる。この領域では H_2 冷却が非常に重要である。結果、このモデルでは原始銀河雲の進化から $z \sim 50$ 程度のときに質量が $M \sim 10^6 M_{\odot}$ の天体になることが推定される。

5 Conclusion

宇宙論的な残った電離度 (y_e^{rel}) 触媒とした H_2 形成過程から、4 つのタイムスケール比較することで非化学平衡での H_2 の存在比を推定し、 $T_{\text{vir}} < 10^4$ での冷却率を考えた。この冷却率を用いて、冷却のタイムスケールを自由落下時間や宇宙膨張のタイムスケールと比較することで、冷却が効き天体形成が期待されるパラメータ領域を示した。その図から小質量の原始雲が先に収縮し、形成される宇宙初期天体の質量が $M \sim 10^6 M_{\odot}$ ($z \sim 50$) になることを示した。

参考文献

1. Nishi, Ryoichi; Susa, Hajime. 1999 , ApJL , 523 103
2. Susa, Hajime. 2002 , Prog. Theor. Phys. Suppl., 147, 11

JWST 打ち上げに向けた高赤方偏移銀河形成シミュレーションの解析

垂水 勇太 (東京大学大学院 理学系研究科 物理学専攻)

Abstract

2021 年に JWST の打ち上げが予定され、高赤方偏移 ($z > 10$) の銀河が観測にかかることが期待される。そのため理論面の整備が重要であるが、観測の難しさからそれは進んでいない。本研究では、流体力学をメッシュ法、ダークマターによる重力を粒子法で扱った enzo コード (The enzo collaboration 2013) による高赤方偏移シミュレーションを用いる。このシミュレーションと他のシミュレーションの間で、物理量や Stellar Mass - Halo Mass (SMHM) など結果の比較を行った。比較対象には、ダークマターによる構造形成を追った N 体シミュレーション結果上で、ハローの質量に比例する量の星を置くシミュレーション、および 2014 年に enzo を用いて行われた Renaissance シミュレーション (O'Shea et al. 2015) を選んだ。比較の結果、シミュレーションごとに popII の SMHM のべきはおおよそ一致し、量に 1 桁程度の差があること、および popIII の SMHM の関数形や合計の質量は大きく異なることがわかった。本講演では、関数形に物理的説明を与えること、および差を生じる物理の解明を目的として、低赤方偏移での星形成史についての論文 (Behroozi et al. 2015) を参照しながら議論する。また popIII の SMHM の相違から、化学進化について解析を行い、星の平均年齢とガスの金属汚染に関係があることを示した。

1 Introduction

2021 年に打ち上げが予定される JWST では、高赤方偏移 ($z > 10$) にある初期銀河が観測されることが期待される。初期銀河内には金属量が 0 である初代星があると考えられており、活発な研究対象となっている。初期銀河や初代星の性質の理解のためには、金属汚染の進み方を理解することが重要である。

宇宙論シミュレーションは二種類に大別できる。一つは、ダークマターのみを N 体シミュレーションで考え、時間発展を追ってダークマターハローを形成したのち、ハロー内でガス冷却などバリオンの物理を考慮するもの。もう一つは、バリオンを流体力学的に扱い、バリオンの物理を最初から考慮するものである。本研究は、バリオンを流体力学的に扱ったシミュレーションの解析を通じて、ダークマターハロー上でバリオンの物理を考慮する際の取り扱いを改善することが目的である。

2 Methods & Results

赤方偏移 $z = 11, 13, 15$ における enzo シミュレーションの結果を解析し、本学 PD 研究員 Hartwig, T. らが使用する準解析的モデルの結果と比較した。enzo データから Projection plot など空間情報を含んだプロットを作る際には、Python モジュールの一つである yt を用いた。

2.1 Stellar Mass - Halo Mass relation

まずは星質量 - ハロー質量関係 (SMHM relation) の比較を全ての星、低金属星に対して行った。すると、全ての星の SMHM relation は他のシミュレーション (Behroozi et al. 2015) と凡そ一致したのに対し、低金属量星の SMHM relation は、(準解析的モデルに比べて) 星が多く作られることが予言された。popII のものを図 1, popIII のものを図 2 に示す。詳しくは Discussion にて議論する。このことから、金属と水素ガスの混合 (metal mixing) に特徴があることが示唆された。そのため、「金属と混合したガス」を特徴づける方法として、ある基準金属量 Z_{crit} を用いて「 $Z > Z_{crit}$ ならば混合した」とみなす方法を

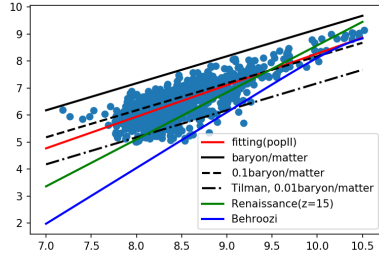


図 1: $z = 11$ での pop-II 星質量 - ハロー質量関係

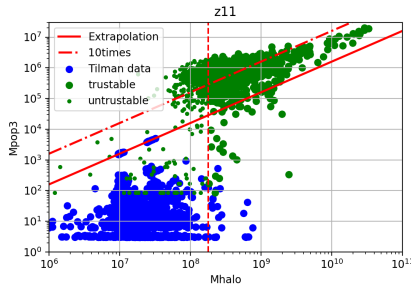


図 2: $z = 11$ での pop-III 星質量 - ハロー質量関係

とった。以降はこの「混合したガス」を high-Z gas と呼び、その質量割合を high-Z fraction と呼ぶ。この基準値として、金属量のヒストグラムを見たところ、 $Z_{crit} = -3.5Z_{\odot}$ とすると良いことが示唆された。この値は星形成モードが変化する基準を調べた論文 (Bromm & Loeb 2003) で示唆された値と同様である。

2.2 Stellar Age - highZ fraction relation

続いて、high-Z fraction を説明する物理量の解明のため、相関行列を作成した。それを図 3 に示す。

図 3 を見ると、 Z_{crit} を $-3 \sim -6$ のどこにしても凡そ同じであり、この間に基準値を設定すると良いことが示唆される。以降は基準金属量として $Z_{crit} = -3.5Z_{\odot}$ を用いる。当初の予想は星質量と high-Z fraction に強い相関があるというものであったが、実際には相関が低く、むしろ星の平均年齢と high-Z fraction に強い相関が見られた。そのため散布図を作成したところ、その分布より典型的な金属

汚染が $10 \sim 100\text{Myr}$ で起こっていることが示唆された。散布図を図 4 に示す。

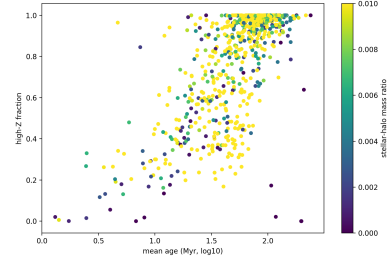


図 4: 星年齢 - 混合割合散布図。色は星質量とハロー質量の比に対応している

また年齢を 5 つのビンに区切り、ビン毎に平均を求めることで年齢から high-Z fraction を予言する関数をフィッティングで求めた。興味深いことに、赤方偏移毎にはほとんど差がなく、S 字カーブの中心は ($\log_{10}$ を取り、Myr 単位で) 約 1、幅は 0.8 であった。 $z = 11$ のみ、グラフを図 5 に示す。

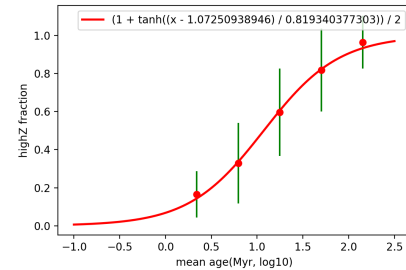


図 5: $z = 11$ での星年齢 - 混合割合関係。縦の線は各 bin での標準偏差に対応する

2.3 metal escape

超新星で放出される金属はハロー内にとどまるとは限らず、周りのハローを汚染することがある。本研究で解析したシミュレーションでは、各ハロー内の星質量から超新星の数、従って放出される金属の量が推定できる。そこで、推定される金属量と実際の金属量を比較することで、金属の逃げ出しや進入を調べたのが図 6 である。続いて、実際に金属の逃

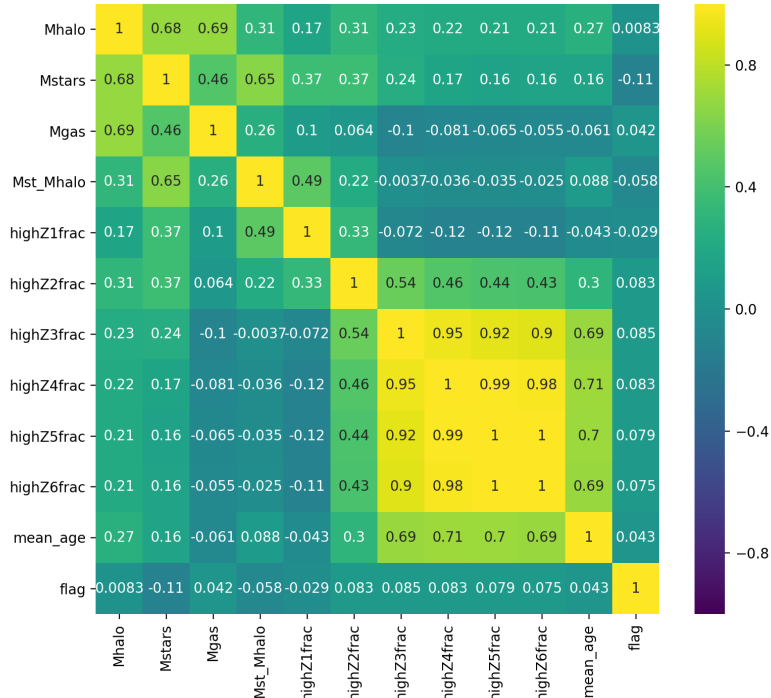


図 3: $z = 11$ での相関行列

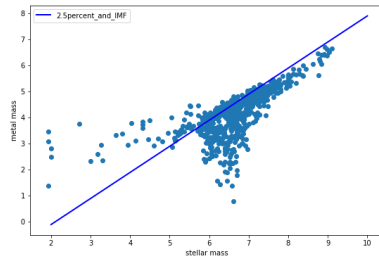


図 6: $z = 11$ での星質量 - 金属質量関係。青線は星質量から推測される金属量であり、金属の逃げ出しや進入がなければ全ての点がこの上に乗る。逃げ出しが多いと線より下に来る

げ出し/進入が起きているハローの金属量、密度分布を調べた。ここには金属量のみを記載する。図 7、図 8 がその図である。まず逃げ出しが起きるのは、超新星の bubble がビリアル半径を越えて拡大している銀河 (図 7) である。中央には比較的低金属量で残

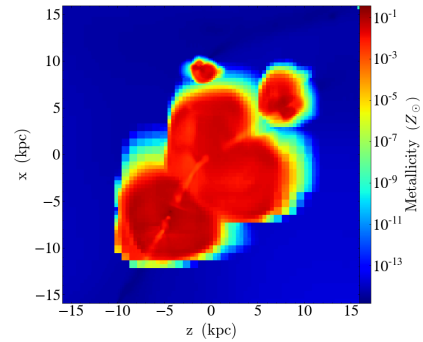


図 7: 金属の逃げ出しが多い銀河

る部分があり、形状が高密度領域と同じであるため、金属汚染が密度の低い方から進むことが示唆される (Chiaki et al. 2018)。続いて進入が起きるのは、近傍にビリアル半径を超えて広がった超新星 bubble を持つ銀河がある場合である。

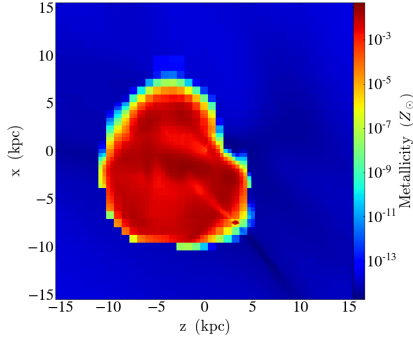


図 8: 金属の進入が多い銀河

3 Discussion

SMHM relation について、popII のものはやや星が多いように見えたものの、分散が大きく、また準解析的モデルの予言にそれほど正確性がないため、差があるとは言えなかった。一方 popIII のものについて、Hartwig らの準解析的モデルは popIII 星の形成を注意深く取り扱っており、明らかな差が見られた。この差について、enzo では popIII 形成を特別に扱っていないこと、およびハローの質量領域に差があることが考えられる。enzo によるシミュレーションでは、主な研究対象は popIII 星ではなく、従って IMF に差をつけていない。これは SMHM 関係を変える要因になるが、データのうち zero-age main sequence のみを選んで比較することで、平等な比較を行った。続いてハローの質量領域の差について、enzo によるシミュレーションでは $10^8 M_\odot$ といった大きなハローを考察対象とするのに対し、準解析的モデルでは $10^6 M_\odot$ といった minihalo を考察対象としている。ハロー質量はガスの冷却や金属汚染に強く関連する量であり、この差は重大だと言える。実際に popIII 星が生まれるのは minihalo であり、この点で準解析的モデルの方が現実に近い予言だと言える。

4 Conclusion, Future Work

本研究では、高赤方偏移の宇宙論シミュレーションデータの解析によって、3つの帰結を得た。それは

- SMHM relation は他のシミュレーションと矛盾していなかった。
- 汚染されるガスの割合は銀河中の星の平均年齢と相関があり、典型的タイムスケールは 10 ~ 100Myr であることがわかった。
- 金属の逃げ出しの割合は銀河ごとにばらつきが大きく、典型的には 10 ~ 100%であった。

である。現在本学 PD 研究員の Hartwig, T. と共に研究しており、Hartwig らが開発した “Semi-Analytical model” に対して本研究の帰結 (特に age-highZ fraction relation) を適用する予定である。Hartwig らのシミュレーションにおいては、超新星などで生成される金属とガスの混合割合を確率的に取り扱っている。その取り扱いにおいて、ハロー毎に差をつけず、混合割合は一様なガウシアンに従う (Hartwig et al. 2018)。しかし、本研究で星の年齢を用いて混合割合を決めると良いことが示唆されたため、実際に取り扱いを変更する予定である。また、生成される金属のうち外部に逃げ出す割合と内部にとどまる割合はパラメーターになっており、enzo のデータにより何らかの示唆が得られることが期待されたが、ハロー毎にばらつきが大きく、それほど精密な議論はできなかった。これにより SAM での金属汚染の取り扱いが改善され、初代星形成やその feedback に関する予言の正確性が向上することが期待される。

Acknowledgement

Tilman Hartwig 氏には多くの素晴らしい指導をしていただきました。また Renyue Cen 氏にはシミュレーションデータを提供していただきました。お二人に深く感謝申し上げます。

Reference

- The enzo collaboration 2013, arXiv:1307.2265
- Bromm & Loeb 2003, Nature, 425, 812-814
- O’Shea et al. 2015, ApJL 807:L12
- Behroozi, Wechsler, & Conroy 2013, ApJ 770:57
- Chiaki, Susa, & Hirano 2018, MNRAS 475, 4378-4395
- Hartwig et al. 2018, MNRAS 478, 1795-1810

COSMOS 領域における原始銀河団コアの探索

安藤 誠 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

原始銀河団は現在の銀河団の祖先と考えられている領域で、主に $z > 2$ における銀河の密度超過として発見されてきた。銀河の形成・進化に対する環境の影響を知る上では、原始銀河団の中で特に密度の高い中心部（コア）を探索する必要がある。本研究では多波長の観測データが存在する COSMOS 領域の銀河カタログを用いて、重い銀河のペアをトレーサーとし、原始銀河団のコアとみなせるような重いダークマターハロー (DH) を探索した。その結果原始銀河団コアの候補として、およそ 200 組の銀河グループが見つかった。これらの周りでは銀河の密度超過が見られ、また clustering 解析から DH の質量が $M_{\text{DH}} = 2.5 \times 10^{13} M_{\odot}$ であると見積ることができた。将来的には、今回発見したコア候補の周囲にサブミリ銀河のような特徴的な天体が存在するかを調べることで、分光追観測によってコア候補が本物であることを確認することなどを予定している。

1 Introduction

銀河団は宇宙最大規模のダークマターハロー (DH) を土台として、銀河が高密度で存在する領域である。その特有な環境ゆえに、銀河進化と銀河の周囲の環境との間の依存性、すなわち環境効果を調べる上でも銀河団は重要な研究対象である。多くの銀河団は $z < 1$ のような比較的近傍の宇宙で発見されてきたが、近年の観測技術の向上や手法の開発を背景に、より遠方の宇宙においても銀河団の探索が精力的に行なわれている。特に $z > 2$ のような遠方にある銀河の高密度領域のうち、将来的に DH の質量が現在の銀河団 DH 質量の典型値である $M_{\text{DH}} \sim 10^{14} M_{\odot}$ 程度にまで成長することが予想されるようなものは原始銀河団と呼ばれ、銀河団そのもののやメンバー銀河の進化を調べるための対象として関心を集めている (Overzier 2016)。

原始銀河団は代表的には以下のような手法で探索が行なわれている。

1. LBGs や LAEs などの大規模なサーベイに基づいて、 ~ 10 cMpc 程度にわたる銀河の密度超過領域を探索。
2. QSOs や SMGs などの特徴的に重いと考えられる銀河を目印に密度超過を探索。

これらは多くの原始銀河団候補領域を発見するという成果を上げている一方で、原始銀河団と環境の研究という観点では問題も残る。(1) については、非常に大局的な銀河の密度超過を探索ことになるので、環境効果が顕著に現れると考えられる中心部が同定できないことや、そのような大きな構造が銀河団に進化するかどうかの判定を（しばしば未検証の）シミュレーションに依存していることが挙げられる。(2) についても、目印となる天体の寿命が短いので、限られた原始銀河団しか探せない可能性が高い。

原始銀河団の中心部の研究については、 $z > 2$ おいて非常に高い密度超過を持つ天体が見つかった（Wang et al. 2016; Miller et al. 2018; Oteo et al. 2018）。こうした原始銀河団の「コア」は数百 pkpc 程度の非常に小さな領域に多数の銀河が集中していることや、極めて高い星形成率 ($\sim 1000 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$) を持つなどの特徴があり、環境効果を調べる上でも興味深い対象である。一方で、このような極端な天体は稀にしか見つからず、見つかったとしても一般的な環境とは呼びにくい。

そこで、原始銀河団のコアを系統的な手段で多く見出すことが重要になる。そこで本研究では、 $z \sim 2$ において、当時の最も重い virial halo を原始銀河団コアと定義し、これを探索するために銀河のペアに着目して解析を行った。

本研究では flat な Λ CDM 宇宙論を仮定し、 $\Omega_M = 0.3, \Omega_\Lambda = 0.7$ を採用する。また距離に言及する際に共同距離であるか物理距離であるかを明示して、cMpc, pMpc のように表記する。

2 Data & Samples

本研究では、COSMOS 領域における 2015 年版の銀河カタログ (Laigle et al. 2016) を用いた。このカタログでは Ks-band によって選択された 50 万個を超える銀河について、可視光から近赤外線にわたる多波長観測によって得られた、星質量や測光的 redshift などの情報が含まれている。観測領域の広さは、近赤外線サーベイである UltraVISTA の観測が存在する領域が $\sim 1.58 \text{ deg}^2$ であり、その中には 3σ 限界等級が $K_s = 24.0$ の Deep 領域と $K_s = 24.7$ の Ultra Deep 領域が含まれている。なお Deep 領域について、 $2.75 < z < 3.5$ における銀河の 90% mass limit は $\log(M_*/M_\odot) = 10.1$ である。このうち本研究では、 $1.5 \leq z \leq 3.0$ にある 167815 個の銀河をサンプルとして選んだ。

3 原始銀河団コアの探査

3.1 原始銀河団コア

本研究では原始銀河団のコアを、 $z \sim 2$ において最も重いビリアル化した DH と定義した。このような DH は $z \sim 0$ まで進化すると $M_{\text{DH}} \geq 10^{14} M_\odot$ の質量を獲得することが予想される。 $z \sim 0$ である質量を持つ DH の過去の質量は extended Press-Schechter モデル (Hamana et al. 2006) によって解析的に推定でき、いま考えている DH の場合、 $z \sim 2.5$ において典型的に $M_{\text{DH}} \sim 3 \times 10^{13} M_\odot$ を持つことが予想される。また球対称崩壊モデルによると、このような DH のビリアル半径は $r_{\text{vir}} \sim 0.3 \text{ pMpc}$ である。また、Behroozi et al. (2013) によると $M_{\text{DH}} \sim 10^{13} M_\odot$ のような DH は、 $M_* \geq 10^{11} M_\odot$ のような重い銀河のホストハローである。そこで本研究では、 0.3 pMpc の半径の中に $M_* \geq 10^{11} M_\odot$ を満たす銀河が 2 個以上存在する領域を原始銀河団のコア候補として探索した。

3.2 Analysis

原始銀河団のコアとみなせるような銀河のグループを探すために、以下のような手続きを行った。なおサンプルとして用いた $1.5 \leq z \leq 3.0$ かつ $M_* \geq 10^{11} M_\odot$ を満たす銀河の総数は 1727 個であった。

1. ある銀河に着目し、その銀河を中心として半径 $\Delta\theta = 0.3 \times 2 \text{ pMpc}$ 、奥行き $\Delta z = 0.12 \times 2$ の円筒内にある銀河（「隣接銀河」と呼ぶ）を数える。
2. 隣接銀河数が多い銀河から順に、中心銀河及びその隣接銀河をまとめて原始銀河団コア候補とみなす。複数のコア候補に属する可能性がある銀河については、よりメンバー数の多いものの方に属するものとする。
3. まとめたメンバー銀河の位置・redshift の平均を原始銀河団コア候補の位置・redshift とする。

ここで奥行き $\Delta z = 0.12$ はカタログ銀河が持つ redshift の誤差を考慮して設定したものである。

4 Results

見つけた原始銀河団コア候補を図 1 に示す。これらには表 1 に示すようなメンバー数を持つものが含まれる。

表 1: 原始銀河団コア候補の数

メンバー数	2	3	4	5	6	計
候補数	150	30	14	5	4	203

5 Discussion

5.1 Surface number density

今回探索した原始銀河団コア候補の周囲における銀河の密度超過を知るために、周囲にある銀河の分布を調べた。まず各コア候補の座標を中心とし、奥行き $\Delta z = 0.12$ を持つ円環柱の中に存在する、 $10.0 \leq \log(M_*/M_\odot) < 11.0$ を満たす銀河の数を数えた。次

に半径ごとの数分布を全てのコア候補について足し合わせることで、今回見つけた候補の平均的な密度分布を得た。同様の解析を $\log(M_*/M_\odot) \geq 11.0$ を満たす銀河及びランダム点周りでも行った。前者は「重い銀河のグループ」が単体の重い銀河と比べて銀河の密度超過のよいトレーサーとなるかを調べるのに用い、後者は COSMOS 領域の平均的な銀河数密度を評価することに用いる。

結果は図 2 示されている。原始銀河団コア候補周りの銀河の密度は単体の重い銀河や COSMOS 平均と比べて大きくなっている。コア領域と見なしうる半径 $1-2$ cMpc において、COSMOS 平均に対する原始銀河団コア周りでの密度超過はおよそ 0.5 である。

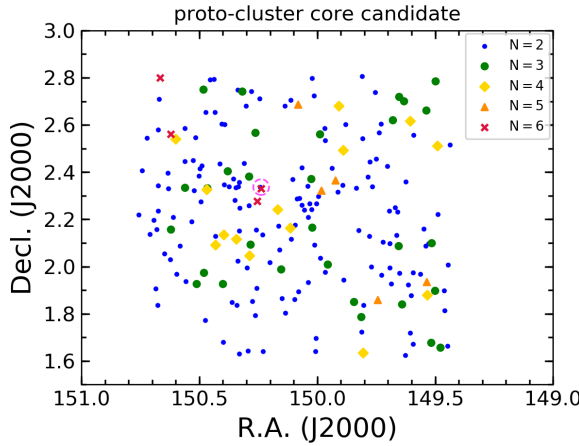


図 1: COSMOS 領域における原始銀河団コア候補。小丸, 大丸, ダイヤモンド, 三角形, バツ印によってそれぞれ 2, 3, 4, 5, 6 個のメンバー銀河を含むコア候補が示されている。このうちマゼンタの破線円で囲まれたものは Wang+16 において分光同定されたコアである。

5.2 Clustering Analysis

今回見つけた原始銀河団コア候補の集合度合いを調べるために 2 点角度相関関数 $\omega(\theta)$ を計算した。 $\omega(\theta)$ は、Landy & Szalay (1993) の推定式を用いると、以下のように表される。

$$\omega(\theta) = \frac{DD(\theta) - 2DR(\theta) + RR(\theta)}{RR(\theta)}$$

ただし $DD(\theta)$, $DR(\theta)$, $RR(\theta)$ はそれぞれ、角度 θ だけ隔てたデータ点-データ点、データ点-ランダム点、ランダム点-ランダム点のペアの数である。図 3 に本研究で求めた銀河団コア候補及び重い銀河の角度相関関数がプロットされている。これらを $\omega(\theta) = A_\omega \theta^{-0.8} + IC$ の関数形 (IC は観測領域で決まる定数) で fit を行うことにより、 $A_\omega^{\text{core}} = 10.9^{+4.3}_{-4.3}$, $A_\omega^{\text{gal}} = 2.8^{+0.5}_{-0.5}$ を得た。2 点角度相関関数は、その天体のホスト DH の質量の推定に用いることができる (e.g. Kusakabe+18, Okamura+18)。これをもとに推定したホスト DH の質量は、 $M_{\text{DH}}^{\text{core}} = 2.5^{+1.7}_{-1.1} \times 10^{13} M_\odot$, $M_{\text{DH}}^{\text{gal}} = 4.6^{+1.5}_{-1.3} \times 10^{12} M_\odot$ であった。これは銀河のペアを探すことでより重い DH を探すことができることを示しており、またその質量は今回目標としていた DH に近い値であることがわかった。

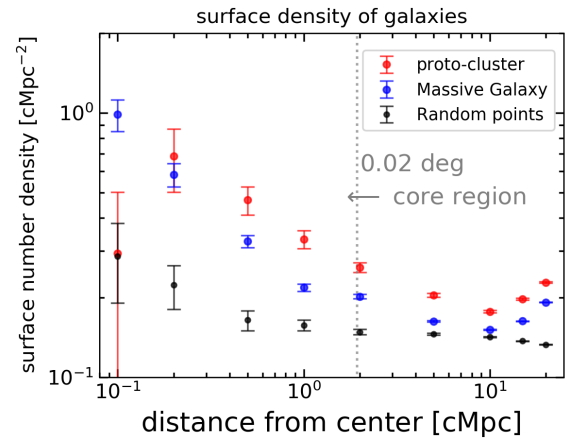


図 2: 原始銀河団コア候補周りの銀河の密度超過。赤, 青, 黒の各点はそれぞれ原始銀河団コア候補, 重い銀河, ランダム点周りの面密度を表す。

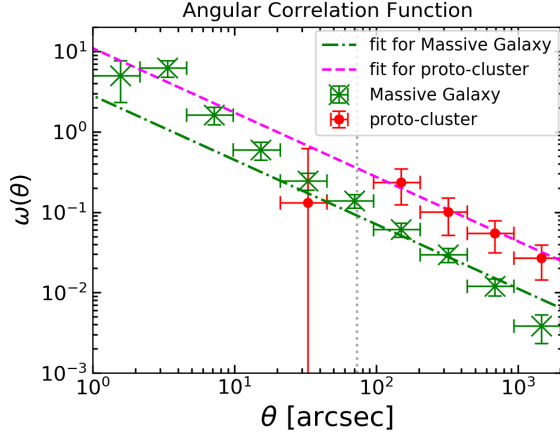


図 3: 原始銀河団コア候補及び単体の重い銀河の 2 点角度相関関数。赤, 緑, の各点はそれぞれ原始銀河団コア候補, 重い銀河での $\omega(\theta)$ を表す。またそれぞれをモデルで fit したものがそれぞれ破線及び一点鎖線で表されている。

6 Future work

これまでに見つけた原始銀河団コア候補領域について、そのメンバー銀河に対する環境効果の様子を調べるために、将来的には以下のようなことを行う予定である。

- 原始銀河団コア候補周辺に中性水素ガスが存在するかを調べる。
- サブミリ銀河のようなダストを多く持つ（したがって星形成が盛んな）銀河が原始銀河団コア候補に存在するかを調べる。
- 原始銀河団コア候補の分光追観測
- COSMOS 以外の領域における原始銀河団コア候補の探索

7 Conclusion

COSMOS 領域の銀河カタログを用いて、 $1.5 \geq z \leq 3$ にある $M_* \leq 10^{11} M_\odot$ を満たす銀河のグループを探索することで原始銀河団のコア候補の探索を行い、約

200 個の候補を見つけた。コア候補周りの銀河の密度超過は 0.5 程度であった。また、コア候補に対する clustering 解析により、コア候補が属する DH の平均的質量はおよそ $M_{\text{DH}} \sim 2 \times 10^{13} M_\odot$ であることがわかった。

Acknowledgement

本研究におきましては、指導教員である嶋作一大先生から多くのアドバイスをいただき、また研究に関する細やかな議論をたくさんさせていただきました。また、研究室のメンバーの方々には解析の初歩から丁寧に教えていただき、研究のアイデアをいただきました。研究を支えてくださっている皆様に感謝申し上げます。

Reference

- Behroozi, P. S., Wechsler, R. H., & Conroy, C. 2013, ApJ, 770, 57
- Hamana, T., Yamada, T., Ouchi, M., Iwata, I., & Kodama, T. 2006, MNRAS, 369, 1929
- Kusakabe, H., Shimasaku, K., Ouchi, M., et al. 2018, PASJ, 70, 4
- Laigle, C., McCracken, H. J., Ilbert, O., et al. 2016, ApJ, 224, 24
- Landy, S. D., & Szalay, A. S. 1993, ApJ, 412, 84
- Miller, T. B., Chapman, S. C., Aravena, M., et al. 2018, Nature, 556, 469
- Okamura, T., Shimasaku, K., & Kawamata, R. 2018, ApJ, 854, 22
- Oteo, I., Ivison, R. J., Dunne, L., et al. 2018, ApJ, 856, 72
- Overzier, R. A. 2016, A&A Rev., 24, 14
- Wang, T., Elbaz, D., Daddi, E., et al. 2016, ApJ, 828, 56

r-process 元素組成比の宇宙時間進化

山崎 雄太 (国立天文台/東京大学大学院 理学系研究科天文学専攻)

Abstract

ビッグバン直後の宇宙は水素、ヘリウムと少量の軽元素のみから構成されていた。その後、初代天体の誕生とともに初期銀河が形成され、現在に至るまで様々な重元素が生成されて、宇宙は化学的に進化してきた。その中でも Fe より重い元素は s-process や r-process と呼ばれる中性子捕獲過程によってつくられると考えられている。この s/r 過程はそれぞれ特徴的な核種を生成するため、重元素合成における各 process の寄与は十分に分離可能である。s-process に関しては既に起源天体や元素合成過程に関して多くが明らかにされてきた一方、r-process の詳細は未だ完全には明らかにされていない。元素合成過程に関しては、様々なモデルが提唱され一定の成果をあげつつあるものの、起源天体は今なお不確定である。r-process が進行するには非常に多くの中性子が供給される必要がある。起源天体候補として中性子星を残すような超新星爆発との関連が長年議論されてきた他、中性子星連星系合体に関しても徐々に理解が進んできた。現在 r-process のサイトは 3 種類に分類されるとの見方が有力である。中性子星連星系合体 (NSM)、磁気流体回転駆動型 (MHDJ) およびニュートリノ加熱型 (NDW) の重力崩壊型超新星爆発の 3 つである。

本研究はすでに銀河化学進化において一定の成果をあげている議論 (Paper1[1]) をベースに用い、各サイトにおける r-process のモデルによって計算された元素生成比 (Paper2[2]) を組み込むことで、銀河における r-process 元素量の時間進化モデルの構築を提案するものである。

このモデルから予想される理論的な時間進化と、各恒星外層に保存されたその恒星誕生時の元素組成比の観測から導かれる時間変化とを比較することで、r-process 元素量から起源天体、および銀河化学進化の詳細を明らかにすることができると期待される。

1 Introduction

ビッグバン直後の H や He と少量の軽元素のみで構成される宇宙から、天体の誕生や銀河の形成を経る中で様々な重元素が生成され、化学的に進化してきたことはすでに知られている通りである。その中でも Fe より重い元素は s-process や r-process と呼ばれる中性子捕獲過程によってつくられると考えられている。既に起源天体や元素合成過程に関して多くが明らかにされてきた s-process に比べ、r-process の詳細は未だ多くの議論を残しているものの、近年の研究により元素合成過程は観測と矛盾ない程度には説明がなされ、起源天体についても 2 種類に細分される重力崩壊型超新星 (CCSNe) と中性子星連星系合体 (NSMs) であろうことが広く認められ始めている。

2 Methods

2.1 銀河化学進化

銀河の化学進化は現在までに数多くの研究がなされてきており、星間ガスの元素組成比の時間発展は以下の観点から定式化される。1) 恒星の主系列段階において天体内部の核反応によって生成された元素が、星の寿命とともに外層放出や超新星爆発等に伴い星間空間に放出される。2) 星形成により星として凝縮し、結果として星間空間の元素量が減少する。3) 星間空間に外部からのガスの流入、流出が行われ元素が輸送される。4) 核種の崩壊により増減する。これらの影響を式に表したものが以下である。

$$\frac{d\sigma_i}{dt} = Eject_* - Birth_* + infall + decay \quad (1)$$

本研究では r-process により生成される元素のみを取り扱うが、(1) 式の 2、3、4 項は他の元素と同様に計算することができる。r-process 元素の時間発展を計算するために第 1 項について考える。重力崩壊型超新星のうち、多くが NDW であり、MHDJ となる天体は非常に少ない。この fraction を ϵ_{MHDJ} とすると、天体から放出される r-process 元素量は次のように表される。

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_i}{dt} = & M_{i,NDW} \cdot R_{SNII} \\ & + M_{i,MHDJ} \cdot \epsilon_{MHDJ} R_{SNII} \\ & + M_{i,NSM} \cdot R_{NSM} \\ & - B(t) \frac{\sigma_i}{\sigma_{gas}} + \dot{\sigma}_{i,gas} + \frac{\sigma_i}{\tau_{1/2}} \quad (2) \end{aligned}$$

$M_{i,*}$ は各 r-process サイトで放出される元素量、 R_* は各イベントの発生頻度である。

2.2 r-process 元素生成量

r-process はプロトンと中性子から開始する反応であり、シードとなる核種のない primary process である。このため、r-process 元素の生成量は起源天体の元素組成に依存しないと考えて良い。元素組成比の時間発展を計算していく研究において、時間微分の中に計算結果を逐次代入していくことは初期条件や観測的に誤差のある計算パラメータへの依存性を高めることとなるため、この観点からの r-process 元素の時間発展の計算をする優位性が認められる。各サイトにおける r-process 元素生成量はすでに多くの先行研究内で計算されており、3 成分を適切な重みで和をとることで現在の太陽組成を十分に説明できるモデルも提案されている。しかし、r-process 自体が未だ完全には解明されていないこと、発生サイトがコンパクト天体であり高精度な数値シミュレーションに時間がかかることから、起源天体の質量による依存性を詳細に計算した先行研究は存在しない。本研究では各サイトにおける r-process 元素生成量の起源天体の質量依存性を考慮せず、3 サイトそれぞれにおいては常に Paper2 で計算された元素量が放出されると仮定して計算を進める。

2.3 r-process 起源天体の発生頻度

ある質量 m の天体が時刻 t' に誕生し主系列を経て時刻 t に重力崩壊型超新星爆発を起こし r-process 元素を星間空間に放出すると考える。恒星の寿命の大部分が主系列星であるので、 $t-t'$ はおよそ主系列としての寿命 τ に一致する。主系列星としての寿命は初期質量 m の関数で表され、長年にわたり様々な研究が行われており、本研究では Paper で議論されている値を用いる。時刻 t' において質量 m の天体が誕生する量はその時の星形成率 (SFR) と初期質量関数 (IMF) の積で表されるので、時刻 t における超新星の発生頻度は以下の式で表される。

$$R_{SNII} = \int_{m_l}^{m_h} \phi(m) \psi(t - \tau(m)) dm \quad (3)$$

m_l, m_h は重力崩壊型超新星となる元天体の質量の加減と上限であり、一般に重力崩壊型超新星を起こすのは $8 \sim 40 M_{\odot}$ とされている。 ϕ は m の関数である IMF、 ψ は誕生時点での SFR を表す。

3 Results/Discussion

イベントの発生率の時間変化に関しては Kajino らによってすでに計算されており、結果を示す。青線

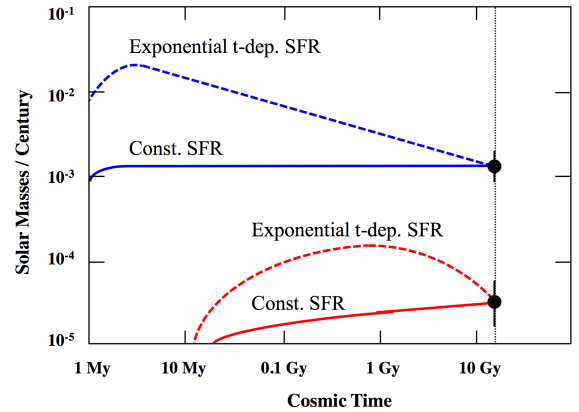


図 1: イベント発生率の時間変化

が超新星の発生頻度であり、赤線が NSM の発生頻度である。実線と破線は異なる SFR を用いて計算しており、それぞれ、 $SFR = const.$ 、 $SFR \propto \exp - (t)$

に対応している。

NSM は重力波を放出することで角運動量を失い軌道長を減らしていくが、その時間変化は非常に小さく合体までに 1~10 億年程度を要するとされている。このため、NSM の寄与は超新星に比べ遅れて上昇しているのがわかる。NSM の発生頻度は超新星爆発に比べ未だ理論的にも解明されていない部分が多く、今後合体までのシナリオが理論的に研究されていくことでより予測が正確になることが期待される。

4 Future Works

昨年 GW170817/GRB170817A/SSS17a から重力波が検出されたことで、ショートガンマ線バーストの中心天体が NSM であるとする仮説が支持され、今後マルチメッセンジャーとしての NSM 観測が進んでいくことが期待される。また、近年の観測技術の向上により、様々な天体の元素組成を高い精度で見積もることが可能となっており、元素組成比の進化自体も観測的に確認することができるようになるであろう。

一方理論計算も 3d-simulation を用いた $M_{i,*}$ の推定が日々進んでおり、3 サイトの r-process 元素を適切に組み合わせることで太陽系の元素組成比をよく再現できる結果も得られてきている。今回提案した手法を用いて r-process 元素の生成率変化と $M_{i,*}$ から原素組成比全体の宇宙時間変化を計算することが可能である。

Reference

- [1] Timmes et al. 1995, ApJ
- [2] Shibagaki et al. 2016

すざく衛星による銀河団外縁部の高温ガスのエントロピーの評価

杉山 剣人 (東京理科大学大学院 理学研究科)

Abstract

本研究ではすざく衛星が観測した Abell 1835、Abell 262 銀河団の観測データを用いて高温ガスの各物理量を推定した。その際に Abell 1835 では点源からの漏れ込みを、Abell 262 では電荷交換反応と考えられる放射をモデル化することで、電荷交換反応による放射を評価し、高温ガスのエントロピーを推定することで、電荷交換反応によるエントロピーへの影響を調べた。その結果、点源からの漏れ込みによって温度が過大評価されることが、電荷交換反応による放射が存在することで電子数密度が過大評価されてしまうことがそれぞれ確認された。この結果よりエントロピーの推定への影響を議論する。

1 Introduction

銀河団とは、数十から数千の銀河が重力的に束縛されている宇宙で最大の天体である。銀河団中には銀河だけではなく、 10^7 - 10^8 K 程度の高温ガス (Intracluster Medium; ICM) が存在しており、X 線を放射している。この X 線を観測し、スペクトルを解析することで、ICM の温度や密度といった物理量を評価することが可能となる。

銀河団は今現在も、宇宙の大規模構造からガスが落下することにより成長している。この時、ガスが持っていた重力ポテンシャルが開放される事で衝撃波が発生し銀河団中のガスを加熱する。この加熱の強さは

$$\text{エントロピー} : K = kT \times n_e^{-2/3} \quad (1)$$

によって定義されるエントロピーパラメータ: K の大きさから評価することが可能となる。ここで、 kT は高温ガスの温度、 n_e は ICM の電子数密度を表す。銀河団が成長するにつれて銀河団の質量は増加し、ガスの落下時に開放されるポテンシャルも増加する。すると、発生する衝撃波は強くなり、エントロピーも増加する。銀河団中心部のエントロピーは過去の落下時に発生した衝撃波の強さを、銀河団外縁部のエントロピーは、最近のガスの落下による衝撃波の強さを反映しているため、エントロピーは外縁部ほど大きくなることが予想されている。しかし、すざく衛星によって観測されたエントロピーはビリアル半径に近づくにつれて、予想されている値よりも小さ

くなった。しかし、外縁部における放射は弱いため、温度や密度を測定する際の系統誤差の問題が指摘されている。

すざく衛星の X 線望遠鏡の特性として、対象の領域以外からの放射が漏れ込んでしまうという問題が生じる。銀河団外縁部のような暗い領域に点源などの放射が漏れこんでしまうと温度を過大評価してしまうことがある。これが銀河団外縁部を観測した際、温度に対する系統誤差の要因となっている可能性が考えられるため、本研究では外縁部領域への点源からの漏れこみの評価を行った。

電荷交換反応とは中性の物質にイオンが近づいたとき、ある確率で中性物質からイオンに電子が移動する現象である。さらに、移動した電子が低いエネルギー準位に遷移する際に X 線が放射される。この放射は 1 keV 前後の ICM からの放射と区別することが難しい。そのため、電荷交換反応による放射を考慮しないと ICM の密度を過大評価してしまう問題が指摘されている。本研究では、電荷交換反応による放射をモデル化し ICM 成分との切り分けを行った。

2 Observations

本研究では、すざく衛星による Abell 1835 銀河団観測データを用いて他領域からの放射の漏れこみの評価、Abell 262 銀河団の観測データを用いて電荷交換反応による放射の評価を行った。

2.1 Abell 1835 銀河団

Abell 1835 銀河団の観測には、OBSID=805037010 (Exposure time = 49.4 ks、east 領域) の XIS0,1,3 の観測データを用いた。Abell 1835 銀河団のビリアル半径が $12'$ であることから、銀河団中心から $12'-20'$ の領域をバックグラウンド領域として使用し、それより内側の領域を銀河団領域としている。銀河団領域は半径ごとの調査を行うために銀河団中心から $2'-4'$ 、 $4'-6'$ 、 $6'-9'$ 、 $9'-12'$ の 4 領域に分割して解析を行った。

2.2 Abell 262 銀河団

Abell 262 銀河団の観測では、OBSID=808115010 (Exposure time = 31.9 ks、east4 領域) の XIS0,1,3 の観測データを用いてバックグラウンド成分の決定を行い、OBSID=808110010 (Exposure time = 40.1 ks、ne3 領域) の XIS0,1,3 の観測データを用いて ICM の解析を行った。

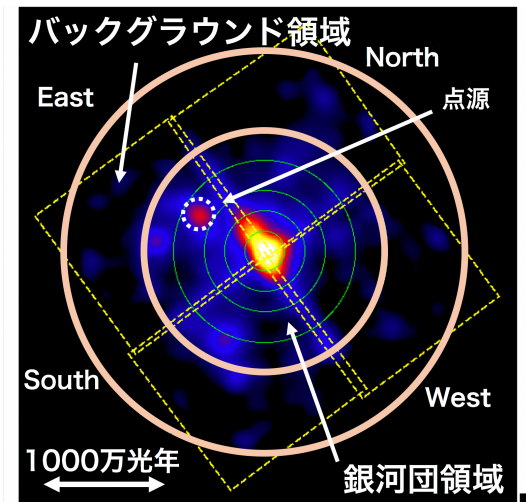


図 1: すざく衛星の検出器 XIS1 で観測した Abell 1835 銀河団の X 線イメージ (0.5-8.0 keV)

3 Analysis & Results

3.1 バックグラウンドおよび ICM の決定

バックグラウンドのモデルは Abell 1835 銀河団と Abell 262 銀河団ともに、宇宙 X 線背景放射 (CXB;

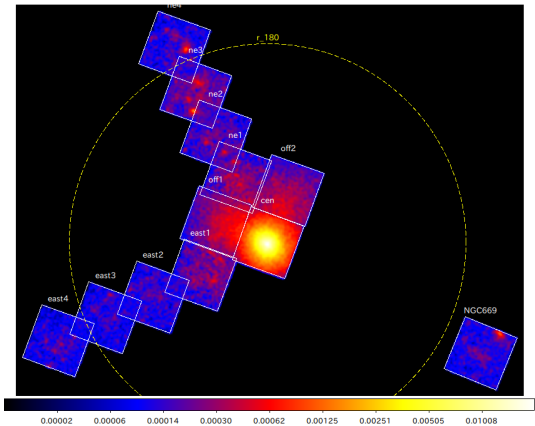


図 2: すざく衛星の検出器 XIS1 で観測した Abell 262 銀河団の X 線イメージ (0.4-7.0 keV)

Cosmic X-ray Background) と光電吸収を受けた 0.3 keV の銀河系放射 (MWH; Milky Way halo)、光電吸収を受けていない 0.1 keV の銀河系放射 (LHB; Local Hot Bubble) の 3 種類の放射を仮定した。ICM に対しても光電吸収を受けた光学的に薄い熱的プラズマからの放射を仮定した。

3.2 漏れこみの評価

漏れこみの評価は、対象としている領域からの放射にバックグラウンド成分、ICM 成分、点源領域から漏れこんだ成分が存在すると仮定し行った。バックグラウンド成分と ICM 成分については領域にない一様に広がる放射を、漏れこみ成分についてはすざくの点拡がり関数に従って広がるような放射を考え Xspec を用いてフィッティングを行った。

図 3 に ICM の半径分布を、図 4 にエントロピーの半径分布をそれぞれ漏れこみを考慮した場合としない場合について示した。これより、温度分布については漏れこみを考慮すると ICM の温度が減少するのが確認できる。また、エントロピーについては大きな差はないものの、誤差が大きくなる結果が得られた。

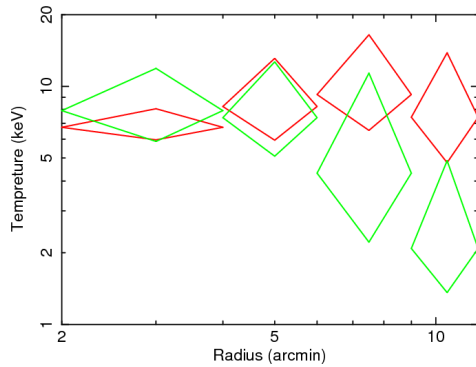


図 3: Abell 1835 銀河団の east 領域における、ICM の温度の半径分布。赤:漏れこみを考慮してない場合、緑:漏れこみを考慮した場合

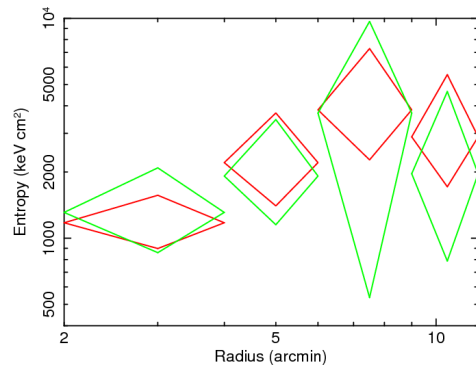


図 4: Abell 1835 銀河団の east 領域における、エントロピーの半径分布。赤:漏れこみを考慮してない場合、緑:漏れこみを考慮した場合

3.3 電荷交換反応による放射の見積もり

図 5 に ne3 観測データについて 0.5-2.0 keV の範囲で作成したライトカーブを示した。ここから time1 と time2 を比較すると時間変動する放射が存在することが確認できる。銀河団やバックグラウンドからの放射は時間変動しないため、この時間変動する放射が太陽風による電荷交換反応に由来する放射だと考え、この時間変動する放射を抜き出しモデル化を試みた。

図 6 に time1 のデータから time2 のを差し引いたものを SPEX の CX モデルを用いてフィットしてものを示す。このフィットで得られたパラメータを固定して、time1 時間帯の観測データについて SPEX を

用いて、スペクトルフィットを行った。図 7 はスペ

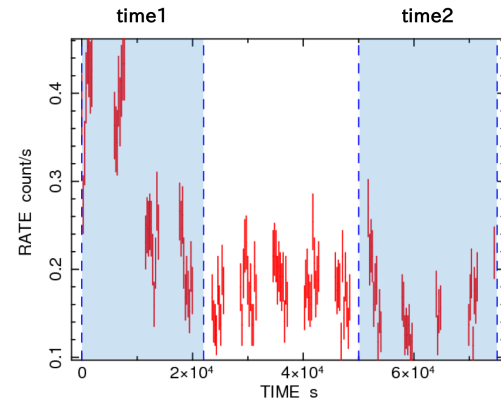


図 5: ne3 の XIS1 の観測データについて 0.5-2.0 keV の範囲で作成した light curve。time1 は $0 - 2.2 \times 10^4$ s、time2 は $5.0 \times 10^4 - 7.5 \times 10^4$ s を示している。

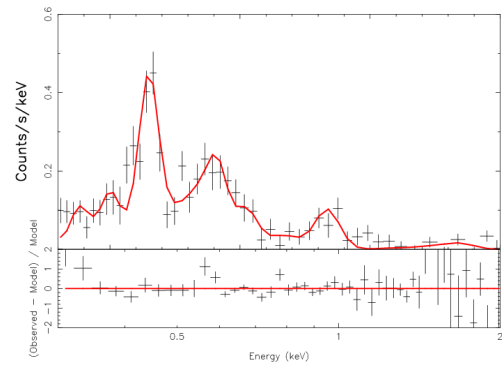


図 6: 抜き出した電荷交換反応による放射をフィット SPEX の CX モデルでフィットしたもの

クトルフィットの結果、図 8 は CX を考慮した場合としない場合のエントロピーを比較したものである。これより、CX のモデル化を行い評価することでエントロピーパラメータが上昇することが分かる。

4 Discussion

4.1 漏れこみのエントロピーへの影響

漏れこみの評価では、温度への影響こそあるもののエントロピーパラメータへの影響はそこまで見られないことが分かる。つまり、点源からの漏れこみ

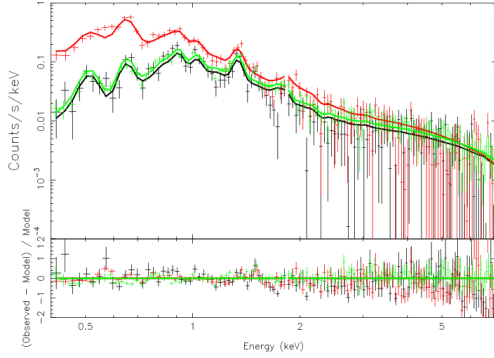


図 7: 電荷交換反応による放射の成分を固定してフィットしたもの。黒:XIS0、赤:XIS1、緑:XIS3

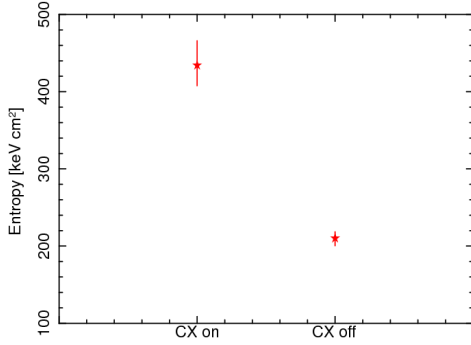


図 8: 電荷交換反応を考慮した場合と、そうでない場合におけるエントロピーを比較したもの

が存在することによってエントロピーパラメータが減少することは考えづらい。

4.2 電荷交換反応

電荷交換反応による放射を考慮することでエントロピーが上昇することが分かった。これにより、電荷交換反応による放射が存在する状況では、正しく電荷交換反応による放射を考慮しないとエントロピーが減少することが考えられる。しかし、電荷交換反応による放射のモデル化の点では未だ再現できていない部分もある。そのため、電荷交換反応による放射の正確なモデル化を行っていききたい。

5 Conclusion

放射の漏れこみではエントロピーはあまり影響を受けないことが、電荷交換反応による放射が存在することでエントロピーが大きく影響を受けることが確認された、そのため外縁部のエントロピーを推定するには電荷交換反応による放射を正確にモデル化することが必要であることが分かった。

Reference

- Kawaharada, M., Okabe, N., Umetsu, K., et al. 2010, ApJ, 714, 423.
- Ichikawa, K., Matsushita, K., Okabe, N., et al. 2013, ApJ, 766, 90.
- Gu, L., Kaastra, J. & Raassen, A. J. J. 2016, aap, 588, A52.
- Yoshino, T., Mitsuda, K., Yamasaki, N. Y., et al. 2009, Publications of the Astronomical Society of Japan, 61, 805.
- Fujimoto, R., Mitsuda, K., McCammon, D., et al. 2007, Progress of Theoretical Physics Supplement, 169, 71.
- Okabe, N., Okura, Y. & Futamase, T. 2010, ApJ, 713, 291.

近傍 Seyfert 銀河における AGN トリガーの形態的証拠の探究

高橋 美月（東北大学大学院 理学研究科）

Abstract

活動銀河核 (active galactic nuclei; AGN) は、銀河の中心に存在する超大質量ブラックホール (super massive black hole; SMBH) への質量降着によって強大なエネルギーを放っている銀河中心領域である。多くの銀河の中心に SMBH が存在しているが、AGN を持っているのはそれらの一部である。このことから、AGN 活動を引き起こすためのトリガーとなるメカニズムの存在が示唆されている。

中心の SMBH まで物質を降着させるには、角運動量を効率よく失う必要がある。それを実現するトリガーメカニズムの一つが、銀河同士の merger である。実際に、キューサーでは merger の形態的証拠が多く見つかり、それが AGN 活動をトリガーすると考えられている。一方、近傍の Seyfert 銀河の多くは対称な形を保っており、merger の形態的証拠はほとんど見つからない。

Tanaka, Yagi & Taniguchi(2017) は、Hyper Suprime-Cam と Suprime-Cam の深い撮像データから、NGC 1068(M 77) が過去に minor merger を経験したことを示唆する faint な構造を発見した。NGC 1068 は近傍にある典型的な Seyfert 銀河で、それまでは形態的な攪乱のない対称な銀河として知られていた。このことから、近傍 Seyfert 銀河をあらためて深く観測することは、AGN のトリガーメカニズムの解明にとって意義のあることだと考えられる。

本研究では、HSC-SSP の撮像データを用いて、複数の近傍 Seyfert 銀河の merger の形態的証拠を調べることを目的とする。サンプルは、Veron & Veron(2010) の AGN カタログから $Z < 0.2$ 、 $M < -19$ である Seyfert 銀河で、かつ HSC-SSP の領域内にあるものを用いた。また、比較サンプルとして、同等の赤方偏移、絶対等級などを持つ inactive な銀河の HSC-SSP データを用いた。本講演では、Seyfert 銀河と inactive な銀河の形態を比較し、merger や非対称性などが Seyfert 銀河に特有なものかどうか議論する。

1 Introduction

活動銀河の中心領域である活動銀河核 (active galactic nuclei; AGN) は、超大質量ブラックホール (super massive black hole; SMBH) への質量降着によって膨大なエネルギーを放っていることが知られている。銀河中心に存在する SMBH までガスを流入させるためには、ガスの角運動量を効率よく失うプロセスが必要である。このプロセスとして有力なものの一つが major merger で、シミュレーションやキューサーにおける形態的証拠の発見により広く支持されている。一方で、キューサーほど明るくない AGN を持つ近傍の Seyfert 銀河については、AGN トリガー機構が未だに解明されていない。Taniguchi(1999) が衛星銀河との minor merger によるトリガー機構を提唱しているものの、攪乱された構造や tidal tail などの観測的証拠が見つかっていなかった。

Tanaka, Yagi & Taniguchi(2017) は、近傍の Seyfert 銀河において merger の証拠を見つけるために、すばる望遠鏡の Hyper Suprime-Cam(HSC) と Suprime-Cam の撮像データを用いた。HSC は $\sim 28 \text{ mag arcsec}^{-2}$ という深い観測が可能であり、minor merger がもたらす母銀河のわずかな攪乱や、過去の merger が残した暗い痕跡なども検出できる可能性がある。実際、Tanaka, Yagi & Taniguchi(2017) は、これまで攪乱がなく対称的な形であると思われていた NGC 1068(M 77) に対して、図 1 に示すような複数の暗い構造を発見した。UDO-NE と UDO-SW はそれぞれ NGC 1068 の北東と南西に位置する ultra diffuse object であるが、これは過去の衛星銀河との minor merger によって生じたストリームのような構造であると解釈されている。また、南西に位置する one-arm 構造と、その反対側の ripple 構造も発見さ

れ、これらは過去の minor merger の潮汐力によってもたらされた構造であると考えられている。このように、HSC の深い撮像データを用いて、これまで発見されなかった merger の暗い痕跡を探すことは十分に意義のあることだと考えられる。

本研究では、先行研究よりもサンプルを増やし、Hyper Suprime-Cam Subaru Strategic Program(HSC-SSP) の撮像データから近傍 Seyfert 銀河の暗い構造を探ることを目的とする。比較サンプルとして、Seyfert 銀河サンプルと同等の赤方偏移、絶対等級などを持つ inactive な銀河の HSC-SSP データを用いる。

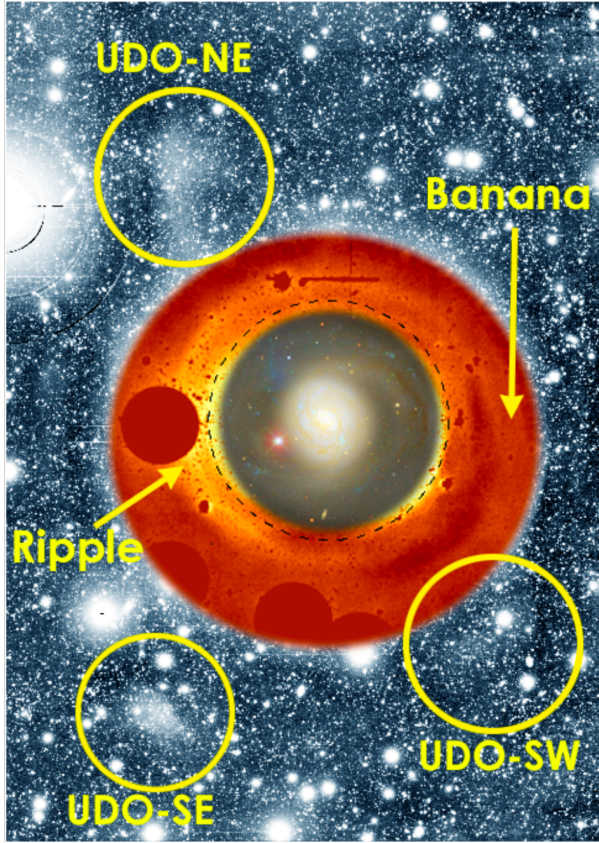


図 1: Tanaka, Yagi & Taniguchi(2017) が発見した NGC 1068 の外側の暗い構造。

2 Data

HSC-SSP は 300 夜にわたる広域サーベイであり、Wide(1400 deg^2 , $\sim 26 \text{ mag arcsec}^{-2}$)、Deep(27

deg^2 , $\sim 27 \text{ mag arcsec}^{-2}$)、Ultradeep(3.5 deg^2 , $\sim 28 \text{ mag arcsec}^{-2}$) の 3 つのレイヤーに分かれる。本研究では、より深い撮像データを得るために Ultradeep の領域内の銀河をサンプルとして抽出した。データは全て Data Release1 の i-band の画像である。Seyfert 銀河サンプルについては、赤方偏移が $z < 0.2$ 、絶対等級が $M < -19$ であるものを Veron & Veron(2010) の AGN カタログから抽出した。inactive 銀河サンプルについては、まず Sloan Digital Sky Survey(SDSS) を用いて Ultradeep の領域内で $z < 0.2$ であるものを抽出した。さらに、それぞれの Seyfert 銀河サンプルと比較して赤方偏移が ± 0.02 、軸比が ± 0.2 、Major axis が $\pm 0.1 \text{ arcsec}$ の範囲内にあり、SIMBAD Astronomical Database で「galaxy」と同定されているものを抽出した。赤方偏移、Major axis、Minor axis については NASA/IPAC Extragalactic Database(NED) から入手した。Seyfert 銀河サンプルは全部で 21 天体、それに対応する inactive 銀河は Seyfert 銀河 1 つに対して 0-7 天体に絞られた。図 2、3 に赤方偏移、軸比の分布をそれぞれ示した。

3 Results & Discussion

図 4 に Seyfert 銀河とそれに対応する複数の inactive 銀河の例を示した。Seyfert 銀河の中には、その周囲に tidal debris のような淡い構造が確認できる天体があった。図 4 の中段の天体が好例である。他の銀河と相互作用または merger 下にある天体や、非対称な形状を持つ天体も確認できた。また、目視検査では衛星銀河のような小さな銀河が付随している天体が多く ($\sim 86\%$)、Seyfert 銀河は孤立した環境に存在する可能性は低いと考えられる。しかし、速度分散などの動力的パラメータが不足しているため、物理的に関係している衛星銀河であるかどうかは不確実である。さらに、視野を Seyfert 銀河から数 Mpc まで広げ、他に関係のある銀河はあるか、どのような環境下にいるかを調べる必要がある。

inactive な比較サンプルについては、Seyfert 銀河と同様に tidal debris のような構造を持つ天体、one-arm のような構造を持つ天体、他の銀河と相互作用または merger 下にある天体、非対称な形状を持つ

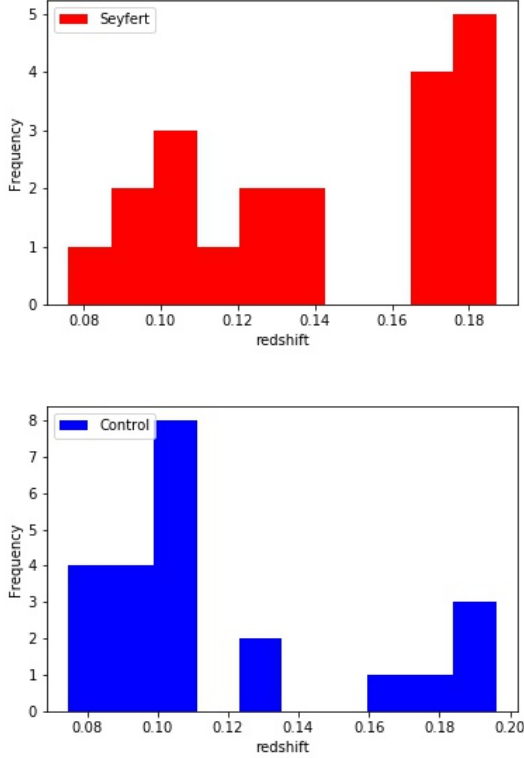


図 2: 赤方偏移の分布。上が Seyfert 銀河サンプル、下が inactive サンプル。

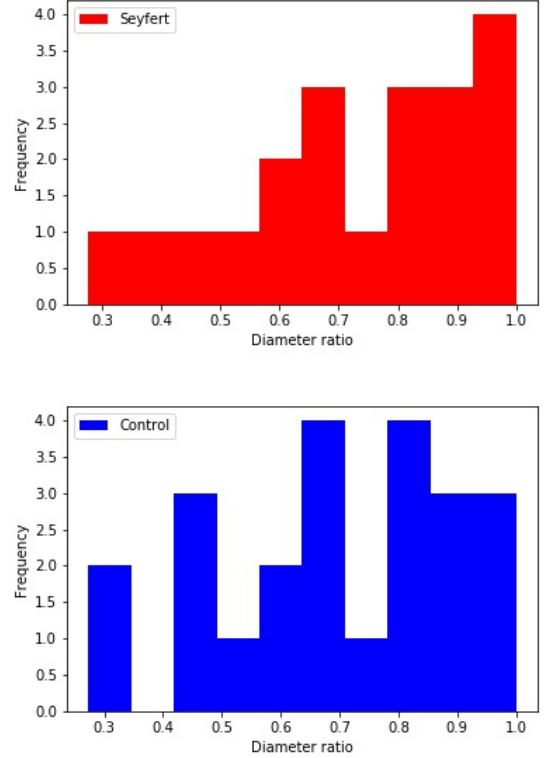


図 3: 軸比の分布。上が Seyfert 銀河サンプル、下が inactive サンプル。

天体など、様々な形態が確認できた。暫定的な結果として、銀河同士の merger が引き起こすこれらの形態は、Seyfert 銀河のみに特有なものではないと考えられる。Seyfert 銀河と inactive 銀河のどちらに prefer するかどうかをより統計的に調べるためには、今回設定した基準では比較サンプルが抽出されなかった 5 天体の Seyfert 銀河に対しても比較サンプルを用意することが必要である。そのための方法としては、inactive な銀河を NED によって同定するだけでなく、MPA-JHU カタログなどの分光データから同定することが挙げられる。また、目視による確認だけでなく、中心集中度 (concentration)、非対称性 (asymmetry)、平滑度 (smoothness) といったいわゆる CAS measurements (Bershady et al. 2000; Conselice 2003) やジニ係数 (Abraham et al. 2003) を用いて、形態分類をすることも考えられる。

4 Conclusion

本研究では、複数の近傍 Seyfert 銀河に対して、AGN をトリガーするような merger の形態的証拠を発見するために、HSC-SSP の撮像データを用いて形態を調査した。Seyfert 銀河では、tidal debris と思われる淡い構造、非対称な形態、衛星銀河、他の銀河との相互作用/進行中の merger などの、merger と関連する形態が目視検査で確認できた。一方で、比較サンプルである inactive な銀河にも同様の形態が確認でき、現段階ではこれらの形態は Seyfert 銀河に特有なものではないことがいえる。今後は、より統計的に調査するためにサンプルの抽出方法を見直してサンプル数を増やし、目視検査だけでなく典型的な形態分類のパラメータなどを用いて形態を調査していきたい。

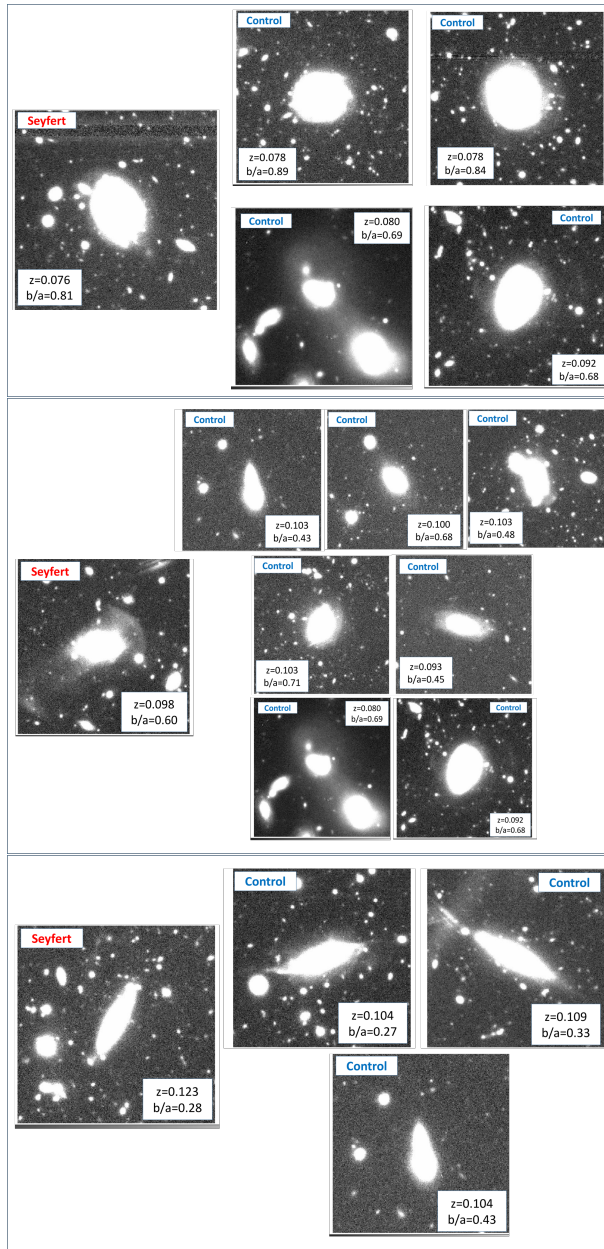


図 4: Seyfert 銀河サンプルと inactive 銀河サンプルの撮像データの例。いずれも HSC-SSP DR1 の Ultra-deep、i-band の画像。視野は $30 \text{ arcsec} \times 30 \text{ arcsec}$ 。

Reference

- Tanaka, Yagi & Taniguchi, 2017, PASJ, 69, 90
- Taniguchi 1999, ApJ, 524, 65
- Bershady, M. A., Jangren, A., & Conselice, C. J. 2000, AJ, 119, 2645
- Conselice, C. J. 2003, ApJS, 147, 1
- Abraham, R. G., van den Bergh, S., & Nair, P. 2003, ApJ, 588, 218

Acknowledgement

本研究にあたってご指導くださいました東北大学の村山卓先生、国立天文台の八木雅文先生、田中壱先生、放送大学の谷口義明先生に御礼申し上げます。

ALMA による $z=6.110$ のライマンブレイク銀河における遠赤外線 [OIII] 88 μm 輝線の検出

須永 夏帆 (名古屋大学大学院 理学研究科)

Abstract

宇宙再電離期 ($z > 6$) に位置するきわめて若い星形成銀河の星形成活動や、星間物質の物理状態を観測的に明らかにすることは、再電離に寄与した銀河の性質を理解するうえで重要である。近年、遠方の星形成銀河が強い [OIII] 88 μm 輝線を持つことが明らかになった。この輝線は重元素量等の指標として重要である。この [OIII] 輝線に加え、静止系紫外、可視の SED (Spectral Energy Distribution) を組み合わせることによって宇宙再電離期の銀河がもつ星間物質や星形成活動に制限が与えられるようになった (Hashimoto et al. 2018, Tamura et al. 2018)。

本研究では、 $z = 6.110$ のライマンブレイク銀河 RXC J2248-ID3 に対する、ALMA による [OIII] 88 μm 輝線の検出を報告する。静止系紫外のみの SED モデリングによれば、年齢は 1.5 Myr と若く、星形成率 $\text{SFR}(\text{UV}) \sim 3 M_{\odot}/\text{yr}$ 、 $Z/Z_{\odot} = 0.005$ という結果が報告されている (Monna et al. 2013)。我々の ALMA 観測の結果によると、[OIII] 88 μm 輝線は赤方偏移 $z = 6.105$ 、積分強度 $0.496 \pm 0.082 \text{ Jy km/s}$ 、輝線幅 $\Delta V = 238 \text{ km/s}$ であることがわかった。重力レンズによる増光を補正した [OIII] の光度は $L_{[\text{OIII}]} = (1.7 \pm 0.26) \times 10^8 L_{\odot}$ である。また、近傍銀河に見られる単位 SFR あたりの [OIII] 光度と金属量の相関関係から推定される金属量は、 $Z \sim 0.1 - 0.3 Z_{\odot}$ であった。さらに SED データを増やして SED フィッティングを行った。この結果を踏まえ、本発表では静止系紫外線から遠赤外線の SED フィットに基づく、本天体の物理的性質も議論する。

1 Introduction

ビッグバン後の宇宙は原子が完全に電離した状態であったが、宇宙膨張により温度が下がったことで電子と陽子が再結合し、宇宙は中性水素に満たされた。この宇宙が中性的な時代は暗黒時代とも呼ばれる。その後、中性であった宇宙が再び電離される宇宙再電離期 ($z \sim 6 - 10$) を経て、現在の電離した宇宙に至っている。この宇宙再電離期において重要な役割を果たしたと考えられるのが、この時代に生まれた初代星や銀河である。よって、これら宇宙再電離期に位置する銀河や、その周りの星間物質の物理的状态を明らかにすることは、銀河が現在まで進化してきた過程を理解するうえでも重要である。近年のサブミリ波観測技術が発達し、ALMA が登場したことにより、遠方銀河の遠赤外線微細構造線の観測が可能になってきた。その一つである [OIII] 88 μm 輝線が遠方銀河 ($z > 6$) で検出される事例が増えてきている。興味深いことに、遠方の若い星形成銀河

では、近傍銀河で明るい [CII] 158 μm 輝線よりも [OIII] 輝線の方が明るく観測される例が報告されている。よって、[OIII] 輝線は遠方銀河を特定するための大きな手がかりとなり得ることが、近年の研究で示唆されている (Hashimoto et al. 2018, Tamura et al. 2018)。

本研究の対象とする RXC J2248 ID3 (以降、ID3) は、ハッブル宇宙望遠鏡による CLASH サーベイで発見されたライマンブレイク銀河である。ライマンブレイク銀河の特徴として、 $\text{Ly}\alpha$ (1216 Å) より短波長側が周囲の中性水素による吸収を受け、特徴的なスペクトルの形が見られる。Monna et al. (2014) によると、ID3 は銀河団 RXC J2248 による重力レンズ効果を受けており、その増光率は $\mu = 5.3 \pm 0.6$ である。また、同論文の ID3 のハッブル宇宙望遠鏡による測光結果から赤方偏移は $z_{\text{ph}} \sim 5.9$ と推測され、測光データを用いた静止系紫外の SED フィットにより、この銀河は 1.5 Myr と若く、低金属量 ($Z/Z_{\odot} = 0.005$) であることが示唆された。また、Balestra et al. (2013)

では、ID3 の分光観測で $\text{Ly}\alpha$ 輝線が検出され、赤方偏移は $z = 6.110$ と決定された。つまり ID3 はまさに宇宙再電離期の後期に位置している。

本発表では、ID3 について ALMA による [OIII] 輝線の検出を報告する。一方、ダストの連続成分は非検出であった。これらの観測結果を用いた SED フィットも行い、この銀河の物理的特徴について議論する。

2 Data

本研究の観測は、ALMA を用いて 2015 年 5~6 月および 2016 年 5~8 月 (Cycle 2) にかけて行われた (PI: S.Madden)。本観測で対象とした [OIII] $88\ \mu\text{m}$ の静止系周波数は $3393\ \text{GHz}$ であるから、 $z = 6.11$ の ID3 で観測される周波数は $477.2\ \text{GHz}$ に来ると予想される。そのため受信機は $385\text{--}500\ \text{GHz}$ をカバーする Band 8 が用いられた。アンテナ台数は $35\sim 45$ 台であり、オンソース観測時間は合計で約 4.6 時間であった。また、観測時に用いたアンテナ配列は C34-1/(2), C34-5 (2015) および C40-3 (2016) であった。ALMA のデータ処理には CASA パッケージ (version 5.3.0) を用いた。今回は $\text{FWHM} = 0''.45$ の 2 次元ガウス関数でイメージを平滑化し、CASA のタスクである `tclean` でイメージングを行った。また、`imstat` で rms 値を測定し、積分強度図の作成には `immoments` を用い、`imfit` タスクを用いて 2 次元ガウスアンフィットによる測光を行った。

3 Results

得られた [OIII] のイメージング結果を図 1 に示す。図 1 の積分強度図における積分範囲は $477.432\text{--}477.831\ \text{GHz}$ である。今回 $1\sigma = 0.089\ \text{Jy/beam km/s}$ として、[OIII] を $\text{S/N} = 4.7\sigma$ で検出した。スペクトルから赤方偏移は $z = 6.1045 \pm 0.0005$ と推定され、線幅は $\Delta v_{[\text{OIII}]}$ = $238\ \text{km/s}$ を得た。また、静止系 $90\ \mu\text{m}$ 連続波成分は非検出であったため、 3σ 上限値をつけ、 $< 2.04 \times 10^{-4}\ \text{Jy/beam}$ であった。観測結果のまとめを表 1 に示す。

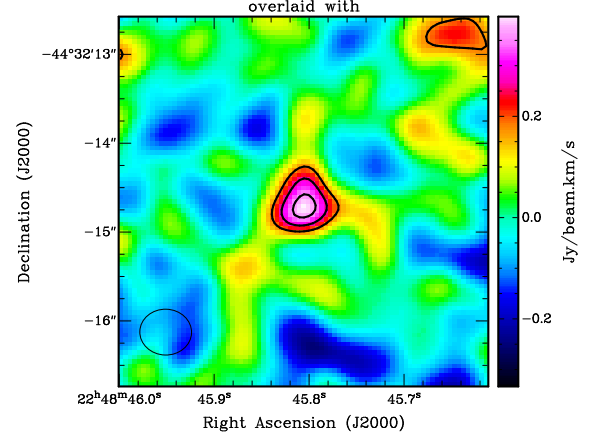


図 1: RXC J2248 ID3 の [OIII] $88\ \mu\text{m}$ の積分強度図。左下の楕円は合成ビームサイズを表し、 $0''.58 \times 0''.52$ である。図のコントラストは 2, 3, 4 σ を表す。

表 1: RXC J2248 ID3 の [OIII] $88\ \mu\text{m}$ の観測結果。

項目	[OIII] 観測値
peak flux [Jy/beam km/s]	0.417 ± 0.042
rms flux [Jy/beam km/s]	0.089
luminosity [$L_{\odot}$]	$(1.68 \pm 0.28) \times 10^8$
redshift	6.1045 ± 0.0005
FWHM line width [km/s]	238
beam size	$0''.58 \times 0''.52$

4 Discussion

4.1 Metallicity

Balestra et al. (2013) は、Very Large Telescope (VLT) の多天体分光器 VIMOS を用いた ID3 の $\text{Ly}\alpha$ 輝線の観測を報告した。観測結果を表 2 にまとめる。

$\text{Ly}\alpha$ の光度から Kennicutt (1998) を使って星形成率 (SFR) を求めると、 $\text{SFR}(\text{Ly}\alpha) = 11\ \text{M}_{\odot}/\text{yr}$ であった。これと [OIII] の光度の比をとると、 $L_{[\text{OIII}]} / \text{SFR}(\text{Ly}\alpha) = (5.8 \pm 1.0) \times 10^{33}\ \text{W}/(\text{M}_{\odot}\text{yr}^{-1})$ である。これを、Inoue et al. (2016) の近傍銀河における $L_{[\text{OIII}]} / \text{SFR}$ 比と金属量の関係を表す結果と比

表 2: Balestra et al. (2013) で報告された ID3 における Ly α の観測結果。

項目	Ly α 観測値
integrated flux [erg/(s · cm ²)]	1.63×10^{-16}
continuum flux [erg/(s · cm ² · Å)]	2.9×10^{-19}
EW [Å]	79 ± 10
redshift	6.110 ± 0.002

べてみると、ID3 は $Z \sim 0.1-1 Z_{\odot}$ と予想される。この結果は、Monna et al. (2014) において SED フィットで求められた金属量 $Z = 0.005 Z_{\odot}$ よりも大きい値であることを示している。

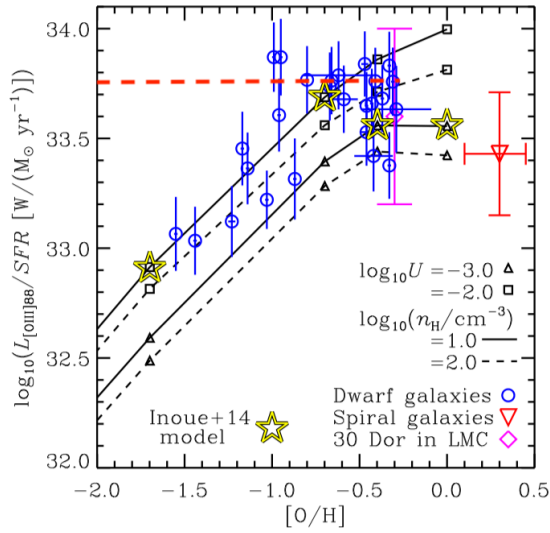


図 2: 単位 SFR あたりの [OIII] 放射率と酸素の存在量の比の関係 (Inoue et al. 2016)。ここに ID3 の結果 ($5.8 \times 10^3 W/(M_{\odot} \text{ yr}^{-1})$) を当てはめると赤の破線の位置になる。

4.2 SED fitting

上記で金属量の新たな予想が立ったが、この金属量をはじめとした物理的性質に強い制限をかけるため、SED フィットを行った。SED のためのデータとして、Hubble, VLT/HAWK-I, Spitzer/IRAC に

加え、今回測定した ALMA の [OIII] 輝線データと 90 μm 連続波も用いた。SED モデルには、Mawatari et al. (2018), Hashimoto et al. (2018) で使われた、輝線やダストを考慮した low-redshift 銀河のモデルを用いた。フィッティングは χ^2 最小アルゴリズム (Sawicki et al. 2012) を用いた。1 成分フィットのフィッティングパラメータを表 3、フィッティング結果を図 3、最適解を表 4 に示す。

表 3: SED フィットのフィッティングパラメータ。

項目	フィッティングパラメータ
A_V [mag]	0–1 ($dA_V=0.1$)
Metallicity Z	0.0001, 0.0004, 0.004, 0.008, 0.002, 0.05
SFH τ^{-1} [Gyr]	EXP-declining($\tau=0.01, 0.1, 1, 10$ Gyr) & Constant-SFR & EXP-rising($\tau=-0.01, -0.1, -1, -10$ Gyr)
Escape fraction	0, 1

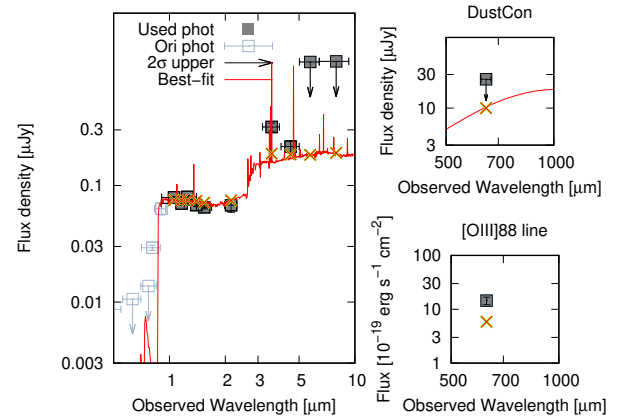


図 3: SED フィッティングの結果 (赤線)。灰色の四角が観測データ、赤バツがフィッティングで導かれた解である。

この結果、得られた金属量は $Z = 0.02 Z_{\odot}$ であった。これは Hubble から Spitzer, ALMA のデータを SED フィットして求めたものであり、Hubble の静止系紫外データのための SED フィッティングから予想された $Z = 0.005 Z_{\odot}$ (Monna et al. 2014) と全く異なる結果である。得られた SED には、星雲線やバル

表 4: SED フィットにより得られた RXC J2248 の物理的性質。

項目	Best-fit
χ^2	78.74
ν	6
A_V [mag]	$0.10^{+0.07}_{-0.02}$
Age [Gyr]	$0.90^{+0.00}_{-0.04}$
Metallicity Z	$0.0040^{+0.0002}_{-0.0003}$
SFH τ^{-1} [Gyr]	$1.0^{+0.5}_{-0.2}$
Escape fraction	$0.00^{+0.03}_{-0.00}$
Stellar mass (M_*) [$10^9 M_\odot$]	$3.1^{+0.8}_{-0.8}$
SFR [$M_\odot \text{ yr}^{-1}$]	$3.3^{+1.1}_{-0.6}$
Infrared Luminosity (L_{IR}) [$10^9 L_\odot$]	$8.8^{+11.2}_{-8.8}$

マーブレイクの様子が見られる。このことから本銀河には若い星と古い星の両者が存在することが予想される。このような若い星と古い星が存在する状況には、コンスタントな星形成活動と、年齢が古いことが必要である。一方で、この 1 成分 SED フィットは χ^2 の値が大きい。これは [OIII] 88 μm のフラックスの値や、図 3 の 3.5 μm に現れる OIII] 4959/5007 Å 輝線を含む IRAC 3.6 μm バンドの観測値と SED モデルの結果の間にズレが生じていることに起因する。これはモデルに $\sim 2\text{--}3$ 倍の不定性があるためと考えられる (Inoue et al. 2011)。また、今回は 1 成分の SED フィッティングを行ったが、年齢等の物理的性質が異なる 2 成分の SED フィッティングを行うことで、この点が改善できることも考えられる。

5 Conclusion & Future works

本研究では 6.110 の銀河 RXC J2248-ID3 について新たに ALMA による [OIII] 88 μm 輝線を検出し、ダストの連続成分は非検出であった。これらの結果を Hubble や Spitzer の観測結果と合わせて 1 成分の SED フィットを行い、新たに物理量の制限を加えた。しかし、1 成分の SED フィットでは χ^2 の精度が不十分であった。今後の課題として、より良い精度で SED フィッティングを行うべきだ。具体的に、今回の

1 成分 SED フィットでは輝線のモデルと観測が合っていないかった。これは ID3 の特有の傾向であると仮定すれば、輝線モデルの放射率の見直しや 2 成分の SED フィットにより、より良い精度でフィッティングができる可能性がある。一方で ID3 は $z = 6.110$ と高赤方偏移天体で、赤方偏移進化の様子が反映されている可能性もあるため、さらに考察を進める必要がある。

Acknowledgement

名古屋大学で日々ご指導いただいている田村陽一准教授、研究員の李民主氏、谷口暁星氏、本研究を進めるに当たりご指導いただいた東京大学研究員の馬渡健氏に感謝申し上げます。

Reference

- Balestra, I., Vanzella, E., Rosati, P., et al. 2013, *A&A*, 559, L9
- Hashimoto, T., Inoue, A. K., Mawatari, K., et al. 2018, *arXiv:1806.00486*
- Inoue, A. K. 2011, *MNRAS*, 415, 2920
- Inoue, A. K., Tamura, Y., Matsuo, H., et al. 2016, *Science*, 352, 1559
- Kennicutt, R. C., Jr. 1998, *ApJ*, 498, 541
- Monna, A., Seitz, S., Greisel, N., et al. 2014, *MNRAS*, 438, 1417
- Mainali, R., Kollmeier, J. A., Stark, D. P., et al. 2017, *ApJ*, 836, L14
- Sawicki, M. 2012, *PASP*, 124, 1208
- Tamura, Y., Mawatari, K., Hashimoto, T., et al. 2018, *arXiv:1806.04132*

Measuring SMBH and galactic DM halo profile with ALMA and VLT/MUSE

津久井 崇史 (総合研究大学院大学 物理科学研究科)

Abstract

The biggest uncertainty in deriving the galactic dark matter halo profile is stellar mass to light ratio which could depend on initial mass function, stellar age, metallicity stellar evolution model and so on. I will present how to derive DM halo profile without such assumption about the stellar mass by dynamical modeling with the help of very high resolution kinematic data obtained by ALMA/VLT and show a part of result.

1 Introduction

観測的に得られた銀河のダークマター密度プロファイルは、N body simulation によって得られる DM ハローをよく記述する NFW profile よりも緩やかな slope を示すことが知られている。これは超新星爆発や銀河衝突によってポテンシャルの急な変化によって起こる力学摩擦により DM 粒子にエネルギー注入が起こった結果、DM だけのハローよりも緩やかな slope になると示唆されている。私は DM ハローの密度分布を測定することは将来のバリオンを含めた銀河形成 simulation と比較し、銀河進化を解く鍵であると考えている。

銀河内の DM の密度プロファイルを測定する際に、もっとも大きな不定性となるのは星の質量光度比 (M/L) である。これまでの研究では以下のような手法により DM の分布が得られてきた。1. 中心では DM を無視できると仮定して中心部で M/L を決め、M/L を銀河で一定として星の寄与を観測された回転速度から引くことで DM の分布を求める (e.g. de Block et al 2008)。2. ある DM profile を仮定し、M/L 自由パラメーターとして与え、観測された回転速度に fitting し Best fit を求める。3. 分光データや、色から星の進化モデルを使うことで、M/L を独立に求め、観測された回転速度から星の寄与を引くことによって DM の密度 profile を得る。以上の手法にはそれぞれ一長一短がある。1. は分解能が十分でないと DM の寄与を無視できないことと、銀河の中

心にある BH のために M/L を大きく見積もりすぎてしまう可能性がある。2. は DM の形をモデルとして与える必要があるために、本当に得たい形状をモデルで与えなければいけないという問題点がある。3. については金属量や、星の年齢、初期質量関数に依存するため、不定性が非常に大きい。本発表では 1. の手法の問題点を ALMA によって得られた、分子ガス CO(2-1) の運動データを用いて、BH 質量を考慮に入れたうえで、M/L を正確に決め、DM の密度プロファイルを正確に測定する手法を紹介する。

2 Methods/Instruments and Observations

NGC1380 は fast rotator に分類される Unbared lenticular galaxy(S0) である。アーカイブデータから取得された、NGC1380 の ALMA(CO2-1) と VLT/MUSE、HST(NIC1 F110M)、2MASS Jband のデータを用いる。

ALMA の scale(半径 $4''$) ではダークマターの質量の寄与は無視できる。まず中心の M/L、中心のブラックホール質量 (M_{BH}) を求めるために Onishi et al.2017 に従って力学モデリングを行った。以下では、詳細な記述は省き手順を紹介する。HST から輝度分布を MGE(Cappellari 2002) を用い、複数の gaussian で fit し、輝度分布モデルを作成する。得られた輝度分布モデル、M/L、中心

の BH mass を与え、回転速度が得られる。この回転速度は MGE.CIRCULAR_VELOCITY procedure(Cappellari 2012) を用いて計算する。実際の観測と比較できるように Kinematic Molecular Simulation(KinMS,Davis et al.2013) を用い、このような回転速度を持ったガスに対する観測をシミュレーションする。BH mass, M/L, inclination などフリーパラメータとして実際の観測に fit する。

次に、このようにして得られた M/L を銀河全体で一定と仮定し、星の力学的モデルを作成し VLT/MUSE で得られたデータに対して fitting を行う。NGC1380 は fast rotator であり、Unbarred Lenticular galaxy に分類されているように、回転で支えられ、bar などの非軸対称な構造がないとされる。Cappellari et al.2016 によると、このような銀河では軸対称性が良く、軸対称な系に対して JEANs 方程式を単純化して解く JAM(Jeans Anisotropic Model) が観測で得られた力学データによく合う。ダークマターハローの形状をフリーパラメータとして fit を行うことで、ダークマターの密度プロファイルの情報(密度勾配など)を得る。

3 Results

現在得られている ALMA data を用いた解析結果を示す。図 1、図 2 に KinMS で得られたベストフィットのモデルを示す。現在得られた BH 質量は $M_{BH} = 2.8 \times 10^8 M_{\odot}$ 、 $M/L = 2.3 M_{\odot}/L_{\odot}$ (at mass J band) が得られ、自由度 754823 に対して Reduced Chi square は 1.30 となった。 $M_{BH} - \sigma_{*}$ 関係から得られる $M_{BH} = 3.9 \times 10^8 M_{\odot}$ よりも小さいがオーダーではあっていることがわかり、今後さらなるテストをする必要がある。

4 Discussion

今回は星の運動をトレースする MUSE のデータを用い、JAM モデルを用いるため、求めたいダークマターのプロファイルを仮定しなければならない。Disk 状に広がる HI gas の追加観測を行えば、今回求めた M/L を用いて星からの回転速度への寄与を観

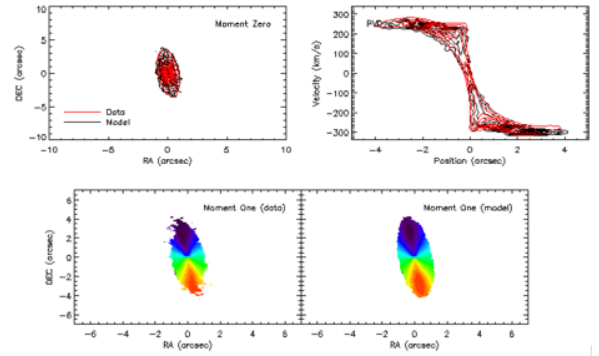


図 1: Fitting によって得られた Best fit model と ALMA data の比較、左上: 積分強度図、右上: Position Velocity Diagram 下: CO(2-1) 輝線強度で重み付けした速度分布図

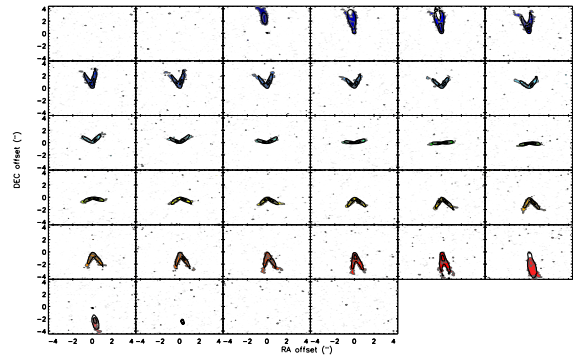


図 2: チャンネルマップ上でのモデルとデータの比較、等高線: model、カラー: 観測を示している。

測によって得られる回転速度から引き去ることことでダークマターに対してプロファイルを仮定することなく得られるかもしれない。まだまだ検討段階であり、JAM モデルを使う軸対称性などの妥当性の評価をする必要がある。また銀河内での M/L の変化に対しても評価する必要がある。また得られたベストフィットモデルに対しては、Bayesian 解析から得られる事後分布に基づいて、エラーを求める必要がある。

Reference

- Onishi, K., Iguchi, S., Davis, T. A., Bureau, M., Cappellari, M., Sarzi, M., & Blitz, L. (2017).
De Blok, W. J. G., Walter, F., Brinks, E., Trachternach, C., Oh, S. H., & Kennicutt, R. C. (2008). *Astronomical Journal*

c1

分子雲中におけるフィラメント形成と星形成開始条件の解明

安部 大晟 (名古屋大学大学院 理学研究科)

Abstract

近年の観測から星形成は分子雲中のフィラメント状 (線状) の高密度領域で行われることが明らかになっている (André 2010)。よって星形成の理解には、分子雲中でのフィラメント形成を解明する必要がある。Inoue et al.(2018) では高解像度な磁気流体シミュレーションを用いることで、分子雲が衝撃波に圧縮されるという普遍的な現象からフィラメントが形成されるメカニズムを特定した。フィラメントは臨界線密度を超えると重力不安定によって崩壊し、星形成を始めることが知られている。フィラメントの平衡状態を計算して臨界線密度を見積もった仕事として Tomisaka(2014) が知られている。Inoue et al.(2018) ではシミュレーションから、Tomisaka(2014) の臨界線密度がフィラメント崩壊の初期条件を決めると示唆している。しかしながら、Tomisaka(2014) で調べられた平衡状態は、Inoue et al.(2018) によるシミュレーションで示された、分子雲が衝撃波によって圧縮されるという動的な状況とは異なっている。加えて Inoue et al.(2018) では 1 つの初期条件のもとでしか計算されていない。よって本研究では Inoue et al.(2018) の高解像度シミュレーションを様々なパラメータで実行することで Tomisaka(2014) の臨界線密度の見積もりの正当性を検証するための計算をするつもりである。本講演では Tomisaka(2014) の平衡解と Inoue et al.(2018) での計算結果について論じ、今後のフィラメントからの星形成研究の展望を示す。

1 Introduction

星は宇宙を構成する基本要素であり、星形成は銀河進化に繋がることから宇宙全体の理解において極めて重要である。近年の Herschel 望遠鏡の分子雲の観測から星形成は分子雲中のフィラメント (線状の高密度領域) で行われることが明らかになり (André 2010)、フィラメントの重力崩壊が星形成の開始条件を決定しているということが示唆された。よって分子雲からの、フィラメントを介した星形成過程を解明する必要がある。

フィラメントはどのようにして形成されるのか。それは分子雲と衝撃波の相互作用であると Inoue & Fukui (2013) の数値シミュレーションによって示唆されが、Inoue & Fukui (2013) では解像度不足のために星の形成まで観測できなかった。

Inoue et al. (2018) では、分子雲の衝撃波圧縮によるフィラメント形成から星形成までを高解像度の数値シミュレーションを用いて調べ星形成の初期条件、つまり臨界線密度を求める。

2 Methods

2.1 Numerical Setup

この研究では現実的な分子雲のダイナミクスを研究するために自己重力を含めた三次元の磁気流体力学 (MHD) シミュレーションを行う。使用するコードは Matsumoto (2007) によって開発された SFUMATO コードである。SFUMATO コードは、自己重力を多重格子法で解き、MHD 方程式を近似リーマン解法を用いた有限体積法で解くものである。さらに利点として適合格子法 (Adaptive Mesh Refinement; AMR) の使用が挙げられる。これは詳細を見たい領域を高解像度化し、それ以外を低解像度化することで、格子数の節約をしつつ観測したい箇所を局所的に高解像度で観測することができる方法である。つまり観測したいフィラメント部分の格子を細分化して高解像度の観測を実現することができる。SFUMATO コードでは、星形成が起り得る領域に対しては sink particle が導入される。sink particle とは周りのガスを降着させる仮想粒子であり、その形成判定は周辺ガスの重力的な安定状態を時々刻々監視することで行われ

ている。これによって、実際に重力崩壊が起きた場所や時刻の同定が容易になり、かつ重力崩壊後も時間発展を追い、崩壊による sink particle への質量降着率のような星形成に関わる重要な物理量が計算可能となる。

2.2 Initial Condition

この研究では、半径 1.5 pc の球状分子雲とそれより圧倒的に大きい分子雲 (=超音速流) との衝突のシミュレーションがされており、このシミュレーションを観測することでフィラメントの臨界線密度の計算もされている。音速が 0.3 km s^{-1} で、相対速度 10 km s^{-1} で衝突させるので衝撃波が生成される。磁場は y 軸正方向に観測に合わせた値として $20 \mu\text{G}$ とする。

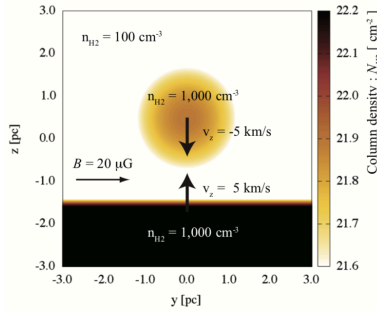


図 1: Inoue et al.(2018) の初期条件。縦、横軸はともに空間座標。色は柱密度を表している。中心にある半径 1.5 pc の球が分子雲で、その下方から超音速流を衝突させ、分子雲と衝撃波の相互作用を記述する。

3 Results

3.1 Filament Formation Phase

ここではフィラメントがどのようにして形成されるのかについて解説する。分子雲と超音速流の衝突の後、分子雲は乱流により密度の高い領域 (クランプ) を作る。このクランプの時間進化を追うことでフィラメントの形成を説明することができる。以下にシミュレーションのスナップショット (図 2) とフィラ

メント形成メカニズムを解説したイラスト (図 3) を添付する。

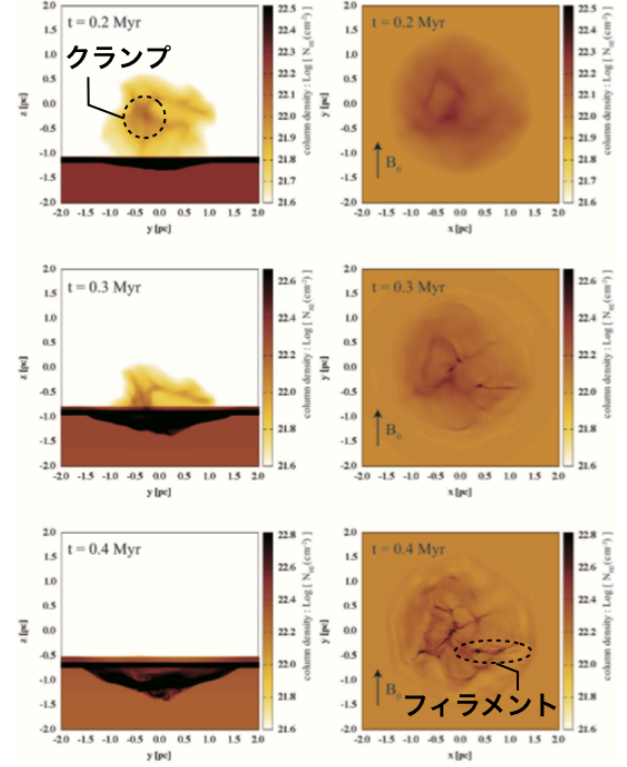


図 2: フィラメント形成までのシミュレーションのスナップショット (上からそれぞれ 0.2Myr 後、0.3Myr 後、0.4Myr 後)。左の列は yz 平面、右の列は xy 平面

まず初期条件から 0.2Myr 後は、超音速の乱流によって分子雲ガスが圧縮される。その結果クランプが形成される。

初期条件から 0.3Myr 後は、超音速流と分子雲の衝突によって生成される衝撃波と分子雲中にできたクランプが衝突する。このとき衝撃波の速度は密度の高い領域で減速されるので、クランプに押される形で衝撃波面は折れ曲がる。また分子雲中の中性ガスは電子や陽子と高い頻度で衝突することからその振る舞いはプラズマと同じと考えて良いため、磁気凍結を起こす。よって磁場も同様にクランプに押される形で折れ曲がる。衝撃波面が変形したことで、(図 3) の中心の拡大図のように「斜め衝撃波」が形成される。斜め衝撃波では接線方向の速度 (運動量) は保存される。したがって (図 3) の白矢印のようにある一

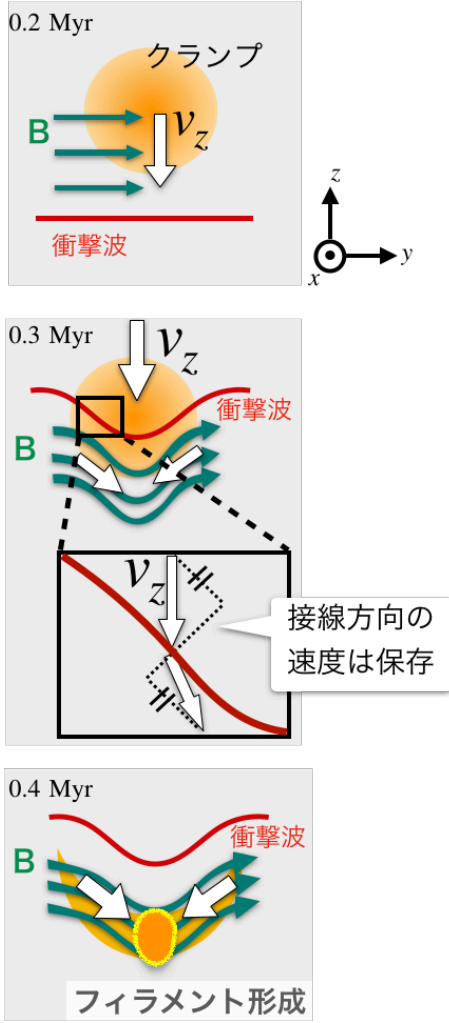


図 3: フィラメント形成のメカニズムを解説したイラスト (上からそれぞれ 0.2Myr 後、0.3Myr 後、0.4Myr 後)。ここでは乱流によって形成された分子雲中の高密度領域であるクランプに着目している。

点に集中するガスの流れ (以下、concentrated flow) ができる。このとき分子雲中のガスは磁気凍結から磁力線を横切れないためガスの流れが集中する点でガスを溜め込む。加えて (図 3) の紙面に垂直方向 (x 方向) には圧縮を受けないので、線状に高密度領域を作る。

このようにして、初期条件から 0.4Myr 後にはフィラメントが形成される。

3.2 Filament Collapse Phase

ここではフィラメントの重力崩壊から星形成までについて述べる。フィラメントが一度形成されると、衝撃波圧縮によって誘起されたガスの流れ (= concentrated flow) によってフィラメントは質量を蓄えていく。フィラメントはある線密度を超えると、その構造をガス圧と磁気圧で支えきれなくなり、重力不安定を起こす。そして星形成を開始する。このときのフィラメントの線密度は臨界線密度と呼ばれ、星形成開始条件を決める。星形成開始条件から星の初期質量、つまり星の運命が決まるため臨界線密度は重要な物理量である。この研究のシミュレーション結果では $t = 0.45\text{Myr}$ のとき重力崩壊が始まっている。よってフィラメントの臨界線密度 λ_{simu} は以下の (図 4) ようにフィラメントの形状を仮定すると計算できる。よってこのシミュレーションで得られる臨界線密度 λ_{simu} は

$$\lambda_{\text{simu}} \simeq 80 \text{ M}_{\odot} \text{pc}^{-1}. \quad (1)$$

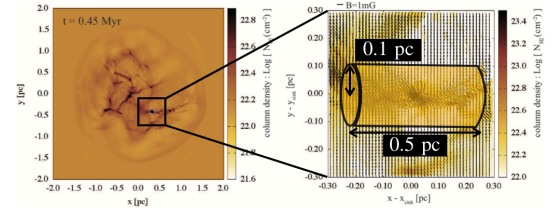


図 4: 初期条件から 0.45 Myr の、横軸に x 、縦軸に y を選んだときのスナップショット (左) とその中で最高密度領域の拡大図 (右)。左図を見るとフィラメントは x 軸におおよそ平行に形成されている。右図について、フィラメントの幅は 0.1pc とし、長軸を 0.5pc とすると臨界線密度が計算できる。

4 Discussion

関連する研究として、フィラメントの平衡状態の臨界線密度を見積もっている Tomisaka(2014) がある。ここでは、Tomisaka(2014) の臨界線密度の表式を用いて臨界線密度を計算し、このシミュレーションで得られる臨界線密度 λ_{simu} と比較する。

Tomisaka(2014) では、臨界線密度 $\lambda_{\max}$ はフィラメントを貫く磁束密度に比例すると主張している。その臨界線密度の表式は

$$\lambda_{\max} \simeq 0.24 \frac{\Phi_{\text{cl}}}{G^{1/2}} + 1.66 \frac{c_s^2}{G}. \quad (2)$$

このとき $\Phi_{\text{cl}} \equiv B_{\text{fil}} w$ で、 w はフィラメントの幅である ($w = 0.1 \text{ pc}$)。フィラメントを貫く磁束密度 B_{fil} は磁場が衝撃波面に平行な場合の等温 MHD における Shock Jump Condition を用いて衝撃波の上流の量から計算できる。よって

$$\begin{aligned} B_{\text{fil}} &\simeq B_1 = r B_0 \\ &= \left[2M_A^2 + (\beta + 1)^2/4^{1/2} - (\beta + 1)/2 \right] B_0 \\ &\simeq \sqrt{2} M_A B_0 \\ &\simeq 300 \mu\text{G} \left(\frac{n_0}{10^3 \text{ cm}^{-3}} \right)^{1/2} \left(\frac{v_{\text{sh}}}{10 \text{ km s}^{-1}} \right) \quad (3) \end{aligned}$$

ここで添字の 0 と 1 はそれぞれ衝撃波の上流と下流の量を表している。 r は圧縮率。 $\beta \equiv 8\pi c_s^2 \rho_0 / B_0^2$ は上流のプラズマベータである。さらに $M_A \gg \beta$ を用いている。Inoue et al. 2018 のシミュレーションでのパラメータを (2) に代入すると、

$$\begin{aligned} \lambda_{\max} &\simeq 67 M_{\odot} \text{pc}^{-1} (B_{\text{fil}}/300 \mu\text{G}) (w/0.1 \text{ pc}) \\ &\quad + 35 M_{\odot} \text{pc}^{-1} (c_s/0.3 \text{ km s}^{-1}). \quad (4) \end{aligned}$$

ここで (1) と (4) を比較すると臨界線密度がおおよそ同じくらいになっていることが分かる。よって、Inoue et al. (2018) ではシミュレーションから、Tomisaka (2014) の臨界線密度がフィラメント崩壊の初期条件を決めると示唆している。

5 Summary & Future Work

星形成の新しいパラダイムとしてフィラメントからの星形成があることが観測的に示唆されている。そして、その具体的な描像は衝撃波と分子雲の相互作用であることがわかってきた。この研究では分子雲の衝撃波圧縮によるフィラメント形成から星形成までを数値シミュレーションを用いて調べ星形成の初期条件、つまりフィラメントの臨界線密度を求めた。そして関連する研究である Tomisaka(2014) が見

積もった臨界線密度と比較し、おおよそ一致することがわかった。

私は今後 Inoue et al. (2018) の高解像度シミュレーションを様々なパラメータで実行することで、本当に臨界線密度に達したときに重力崩壊が始まるのかどうか、そして Tomisaka (2014) の臨界線密度の見積りものの正当性を検証するための計算をするつもりである。

Acknowledgement

本講演を行うにあたり、指導教官である井上准教授をはじめ理論宇宙物理学研究室の皆様には多くの助言をいただき大変お世話になりました。またこのような研究発表の機会を設けてくださった夏の学校事務局の皆様に感謝申し上げます。

Reference

- André, Ph. et al. 2010 arXiv:1005.2618
- Inoue, T. et al. 2018, PASJ, 70S, 53I
- Inoue, T., & Fukui, Y. 2013, APJ, 774, 31
- Larson, R. B. 1981 MNRAS, 194, 809L
- Matsumoto, T. 2007, PASJ, 59, 905
- Tomisaka, K. 2014, ApJ, 785, 24

エンスタタイトコンドライト集積による地球大気形成

櫻庭 遥 (東京工業大学大学院 地球惑星科学系)

Abstract

地球表層に存在する揮発性元素は、大気や海洋を形成するため、地球や生命の起源を探る上で非常に重要である。地球大気は主に後期天体集積による衝突脱ガスによってもたらされた揮発性元素によって形成されたと考えられている。ただし、衝突天体の組成は現時点で正確には明らかになっていない。本研究では、特にコンドライト組成に比べて地球表層の C/H 比および N/H 比が小さいことに着目し、後期天体集積期にこれを再現する条件を探る。原始惑星への天体衝突における衝突脱ガスと大気剥ぎ取りについて、大気組成進化を考慮した大気進化計算を行った。初期地球表層では海洋と炭素循環の存在を仮定し、 H_2O と CO_2 の海洋・炭酸塩への分配を考慮した。衝突天体組成についてはその揮発性元素含有量をパラメータとし、計算結果と現在の地球表層の揮発性元素組成を比較した。衝突脱ガスと大気剥ぎ取りによる大気進化では十分時間が経つと供給と損失がつりあう定常状態に近づくことが分かった。その定常量は衝突天体組成に依存し、揮発性元素含有割合が小さいほど少量の大気量に収束した。また、衝突と同時に炭素が炭酸塩に、水素が海洋に固定されることで、地球表層に獲得される C/H 比と N/H 比は衝突天体組成の値から減少した。幅広いパラメータ・サーベイの結果、地球表層の C/H/N 量および存在比から見積もられる後期集積天体組成はエンスタタイトコンドライト組成であることを明らかにした。

1 Introduction

水素 (H) や炭素 (C)、窒素 (N) などの揮発性元素は、大気・海洋という生命を育む環境を形成する点で、地球や生命の起源と密接な関連がある。現在の地球表層環境は海水量・大気組成の絶妙なバランスの上に維持されているが、これらの形成条件は未解明である (e.g., Catling & Kasting 2017)。本研究では、地球およびその表層環境の起源を探るため、地球表層の揮発性元素組成に着目した。

地球表層の揮発性元素は主に惑星形成最終段階の小天体の衝突によってもたらされたと考えられているため、小天体から飛来したコンドライト隕石はその起源について重要な手がかりとなる。図 1 は地球表層 (大気 + 海洋 + 地殻) とコンドライト中の揮発性元素組成の比較を示している。コンドライトにはここで示されているエンスタタイトコンドライトや炭素質コンドライトなど様々な種類があるが、いずれの種類のコンドライトと比べても地球表層では炭素と窒素が枯渇している。

本研究では、小天体衝突による大気形成過程に着目する。月面クレーターの年代分析から、地球型惑星

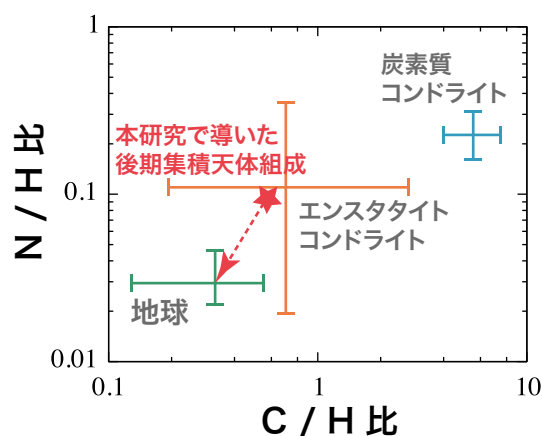


図 1: 地球表層 (大気 + 海洋 + 地殻) とコンドライト中の揮発性元素組成における C/H 比および N/H 比の比較 (data are from Abe et al. 2000; Pepin 2015)

は巨大衝突後の集積最終段階において無数の小天体衝突を経験したことが知られている。衝突した小天体に含まれていた揮発性元素が脱ガスし、大気を形成した。同時に衝突で噴き上がった衝突蒸気雲によっ

て大気の一部が宇宙空間へ失われる (e.g., de Niem et al. 2012)。巨大衝突後の一連の小天体衝突は後期天体集積と呼ばれ、主に直径数 km から数十 km の小天体が地球質量の約 1% ほど衝突したと考えられている (e.g., Bottke et al. 2010)。

初期地球の海洋形成時期および炭素循環がいつはじまったのかについては未だ議論が続いており正確には明らかになっていない。しかし、もし後期天体集積時に海洋や炭素循環が存在したならば、衝突天体から脱ガスした揮発性元素は大気だけではなく海洋や炭酸塩へも分配されたはずである。本研究ではこのような惑星表層の元素分配が大気形成に与える影響を明らかにすることで、地球表層の炭素・窒素枯渇の原因と後期集積天体が満たすべき条件を探る。

2 Models

本研究では、後期天体集積における大気形成モデルを構築し、惑星表層の元素分配が大気組成進化に与える影響を調べた。小天体によって供給される揮

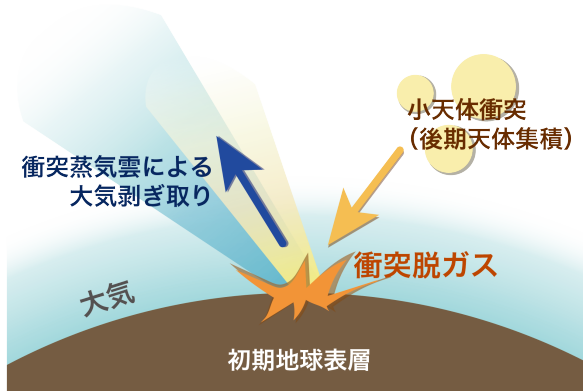


図 2: 衝突脱ガスと大気剥ぎ取りによる大気形成モデル概念図

発性元素の衝突脱ガスと、衝突で吹き上げられる衝突蒸気雲による大気剥ぎ取りを考えた大気進化を計算した (図 2)。大気を構成する揮発性成分には水蒸気 (H_2O)、二酸化炭素 (CO_2)、窒素 (N_2) の 3 成分を仮定し、各成分の大気・表層リザーバー (大気・海洋・地殻) 間の分配を考慮した C/H 比・N/H 比の時間進化を調べた。

計算では衝突量と大気量変化の関係を示した大気進化方程式 (1) を解いた (Sakuraba et al. in press., arXiv#: 1805.07094)。

$$\frac{d(m_i N_i)}{d\Sigma_{\text{imp}}} = (1 - \zeta)x_i - \eta \frac{(m_i N_i)}{m_A} \quad (1)$$

右辺第 1 項は大気の供給、第 2 項は損失に相当する。ここで Σ_{imp} は衝突累計質量、 i は各大気成分を意味し、 m, N, x はそれぞれの分子量と大気中分子数、衝突天体中含有割合を表す。

式 (1) 中の η は大気はぎとり効率、 ζ は衝突天体蒸気はぎとり効率を表しており、大気剥ぎ取りモデル (Svetsov 2000, 2007; Shuvalov 2009) を適用した。大気剥ぎ取りは衝突天体のサイズと速度に依存するため、両分布を考慮した統計的平均操作を行った。

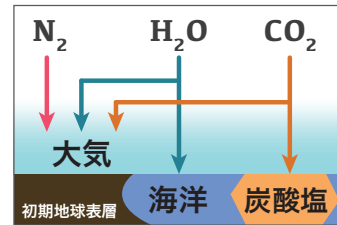


図 3: 大気進化モデル中の地球表層における元素分配のイメージ図。 N_2 は大気に、 H_2O は大気と海洋に、 CO_2 は大気と炭酸塩にそれぞれ分配されると仮定した。

惑星表層におけるリザーバー間の元素分配については、 H_2O の海洋への分配および CO_2 の炭酸塩への分配を仮定し (図 3)、各成分分圧に飽和水蒸気圧 ($P_{\text{H}_2\text{O}} < 0.017\text{bar}$) および炭素循環が安定して駆動するような分圧上限 ($P_{\text{CO}_2} < 10\text{bar}$, Kasting (1993)) を設けることによって考慮した。大気の温度については等温大気を仮定し、現在の表面温度である 288 K を仮定した。一方 N_2 は反応性が低く惑星内部には取り込まれにくいためすべて大気に分配されると仮定した。元素分配によって H_2O が海洋に、 CO_2 が炭酸塩に蓄積することで、衝突天体中の揮発性元素組成とは異なる組成の大気が形成される。結果として各成分の衝突による剥ぎ取り量にも偏りが生じ、大気中の C/H 比や N/H 比も変化すると考えられる。衝突脱ガスについては衝突天体の CO_2 , H_2O , N_2 各

成分の含有割合をパラメータとし、様々な組成の小天体衝突によって形成される大気組成を調べること、衝突天体組成への制約を試みた。

3 Results & Discussion

本研究では、後期天体集積による大気形成において衝突脱ガス時の惑星表層での元素分配を考慮した大気組成進化を調べた。計算の結果、後期天体集積時の水素・炭素の海洋・炭酸塩へ分配されることによって、地球表層の C/H 比および N/H 比は減少し、炭素・窒素枯渇を生じさせることが分かった。また、現在の地球表層の揮発性元素組成から衝突時の元素分配による大気組成進化を遡ることで、エンスタタイトコンドライト組成の後期集積天体を仮定すると現在の地球表層に見られる炭素・窒素枯渇を説明できることが分かった。

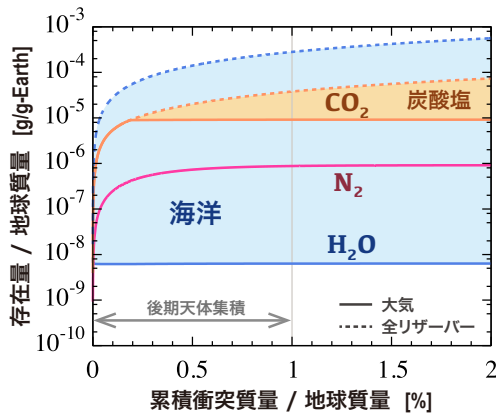


図 4: 衝突脱ガスと大気剥ぎ取りによる地球大気中の揮発性元素量進化 (橙: 二酸化炭素 (CO_2), 青: 水蒸気または水 (H_2O), 赤: 窒素 (N_2), 実線: 大気中の存在量, 点線: 表層の全リザーバー中の存在量). 衝突天体中の揮発性元素含有量は (CO_2 : 0.7%, H_2O : 3%, N_2 : 0.03%) と仮定した。

図 4 は地球大気組成の時間進化 (CO_2 , H_2O , N_2 の各存在量進化) を示している。本研究から推測される衝突天体組成として各成分の含有割合を (CO_2 : 0.7%, H_2O : 3%, N_2 : 0.03%) と設定した場合の計算結果である。横軸の衝突質量は時間発展に相当する。衝突

が進むにつれて H_2O は海洋へ、 CO_2 は炭酸塩へ取り込まれるため、その分は剥ぎ取られることなく惑星に蓄積される。衝突天体によって供給された H_2O はそのほとんどが海洋へ蓄積され、大気剥ぎ取りの影響をほとんど受けないのに対し、大気のみ分配到される N_2 や一部しか炭酸塩へ取り込まれない CO_2 は大気剥ぎ取りによって選択的に宇宙空間へ剥ぎ取られたと推測される。

次に後期天体集積中の惑星表層の N/H 比と C/H 比の時間進化を図 5 に示す。衝突天体組成は図 4 と同じ設定での計算結果である。後期天体集積による天体衝突量は地球質量の約 1% と見積もられており (Bottke et al. 2010)、その時点までに N/H 比は約 7 割, C/H 比は約 4 割減少した。これは、衝突天体によって供給された水素の大部分と炭素の一部が海洋や炭酸塩として地球表層に固定されることで衝突による大気剥ぎ取りの影響を受けず地球表層に留まったためだと考えられる。大気のみ分配到される窒素と、一部が炭酸塩に取り込まれてもなお大気の主成分を占める二酸化炭素は、水蒸気に対して大気中の存在割合が多く、大気剥ぎ取りの影響を強く受ける。その結果として C/H 比および N/H 比が減少したと推測される。以上の結果から、後期天体集積時の表層リザーバー間の元素分配が地球表層に見られる炭素・窒素枯渇の原因の一つだと考えられる。

また、衝突天体組成に対し幅広いパラメータ・サーベイを行ったところ揮発性成分含有割合が (CO_2 : 0.7%, H_2O : 3%, N_2 : 0.03%) の小天体が衝突した場合、後期天体集積後の最終的な C/H 比および N/H 比、 N_2 量が現在の地球と一致した。図 1 の星印とそこからの矢印は衝突天体組成と元素分配による化学組成進化を表している。今回求めた組成は太陽系小天体の中ではエンスタタイトコンドライトに分類されるため、この結果から後期集積天体はエンスタタイトコンドライト組成であったことが示唆される。

太陽系小天体の組成は、構成成分の凝結温度の違いによってその形成場所の情報を反映していると考えられる。岩石惑星軌道付近の太陽系内側領域には揮発性元素含有量が比較的小さい天体が、小惑星帯以遠の太陽系外側領域には揮発性元素に富んだ天体が多く分布する (e.g., Morbidelli 2012)。この傾向を利用することで、衝突天体組成の見積もりからその

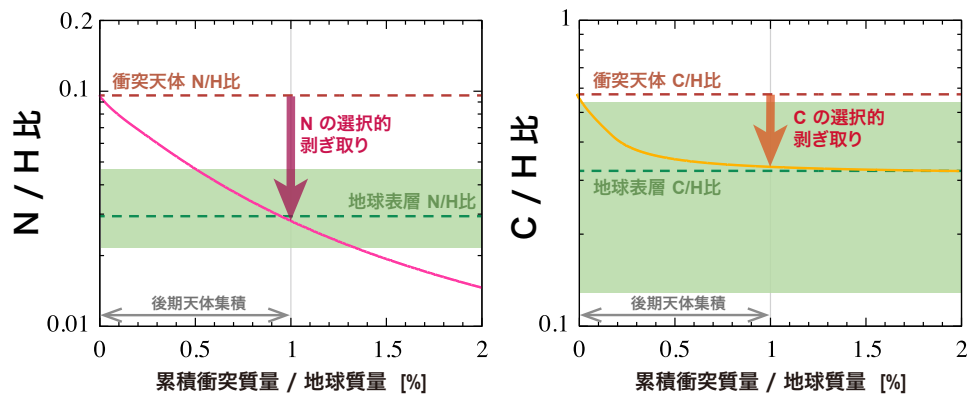


図 5: 地球表層の C/H 比および N/H 比進化. 図 4 と同様の計算において大気+海洋+炭酸塩に蓄積された揮発性元素 (C, H, N) の存在比の時間進化を示す.

形成場所や集積過程を含む惑星形成シナリオに対する手がかりが得られると期待される。

現在の地球表層に存在する希ガスはその大部分が大気に含まれているが、その存在量もコンドライト組成に比べて枯渇している (e.g., Pepin 2015)。希ガスも窒素と同様反応性が低く惑星内部には取り込まれにくいため、後期天体集積によってもたらされた希ガスは大気に分配され、大気剥ぎ取りの影響を強く受けたと考えられる。したがって、本研究で着目した表層における元素分配を伴う大気剥ぎ取りは、希ガス存在量にも影響を与えたと考えられる。

4 Conclusion

衝突脱ガスと大気剥ぎ取りを伴う後期天体集積において、衝突時に海洋や炭素循環がすでに存在したと仮定すると、地球表層の N/H 比および C/H 比は時間とともに減少し、炭素・窒素枯渇を引き起こすことが分かった。これは衝突天体によって供給された水素が海洋へ、炭素が炭酸塩へ固定されることによって大気剥ぎ取りの効果が妨げられたことに起因する。さらにこの大気組成進化を遡り幅広いパラメータ・サーベイを行った結果から、我々は後期集積天体はエンスタタイトコンドライトと類似した組成であったと推測する。

Acknowledgement

本稿は地球生命研究所 (ELSI) の黒川宏之研究員・玄田英典准教授との共同研究に基づいています。以上の共同研究者に加え、数多くのご助言をいただいた指導教員の奥住聡准教授に心より感謝申し上げます。

Reference

- Abe, Y., et al. 2000, University of Arizona Press, 413-433.
- Bergin, E., et al. 2015, National Academy of Sciences 112, 29, 8965-8970.
- Bottke, W.F., Nesvornyy, D., Vokrouhlicky, D., Morbidelli, A. 2010, The Astronomical Journal 139, 994.
- Catling, D.C., Kasting, J.F. 2017, Cambridge University Press.
- Kasting, J. F. 1993, Science 259, 920-926.
- Morbidelli, A., et al. 2012, Annual Review of Earth and Planetary Sciences 40.
- de Niem, D., et al. 2012, Icarus 221, 495-507.
- Pepin, R. O. 1991, Icarus, 92, 2-79.
- Sakuraba, H., Kurokawa, H., and Genda, H. 2018, Icarus in press.
- Shuvalov, V. 2009, Meteor. Planet. Sci., 44, Nr 8, 1095-1105.
- Svetsov, V. V. 2000, Solar Syst. Res., 34(5), 398-410.
- Svetsov, V. V. 2007, Solar Syst. Res., 41, 28-41.

COSMOS 領域における原始銀河団コアの探索

安藤 誠 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

原始銀河団は現在の銀河団の祖先と考えられている領域で、主に $z > 2$ における銀河の密度超過として発見されてきた。銀河の形成・進化に対する環境の影響を知る上では、原始銀河団の中で特に密度の高い中心部（コア）を探索する必要がある。本研究では多波長の観測データが存在する COSMOS 領域の銀河カタログを用いて、重い銀河のペアをトレーサーとし、原始銀河団のコアとみなせるような重いダークマターハロー (DH) を探索した。その結果原始銀河団コアの候補として、およそ 200 組の銀河グループが見つかった。これらの周りでは銀河の密度超過が見られ、また clustering 解析から DH の質量が $M_{\text{DH}} = 2.5 \times 10^{13} M_{\odot}$ であると見積ることができた。将来的には、今回発見したコア候補の周囲にサブミリ銀河のような特徴的な天体が存在するかを調べることで、分光追観測によってコア候補が本物であることを確認することなどを予定している。

1 Introduction

銀河団は宇宙最大規模のダークマターハロー (DH) を土台として、銀河が高密度で存在する領域である。その特有な環境ゆえに、銀河進化と銀河の周囲の環境との間の依存性、すなわち環境効果を調べる上でも銀河団は重要な研究対象である。多くの銀河団は $z < 1$ のような比較的近傍の宇宙で発見されてきたが、近年の観測技術の向上や手法の開発を背景に、より遠方の宇宙においても銀河団の探索が精力的に行なわれている。特に $z > 2$ のような遠方にある銀河の高密度領域のうち、将来的に DH の質量が現在の銀河団 DH 質量の典型値である $M_{\text{DH}} \sim 10^{14} M_{\odot}$ 程度にまで成長することが予想されるようなものは原始銀河団と呼ばれ、銀河団そのもののやメンバー銀河の進化を調べるための対象として関心を集めている (Overzier 2016)。

原始銀河団は代表的には以下のような手法で探索が行なわれている。

1. LBGs や LAEs などの大規模なサーベイに基づいて、 ~ 10 cMpc 程度にわたる銀河の密度超過領域を探索。
2. QSOs や SMGs などの特徴的に重いと考えられる銀河を目印に密度超過を探索。

これらは多くの原始銀河団候補領域を発見するという成果を上げている一方で、原始銀河団と環境の研究という観点では問題も残る。(1) については、非常に大局的な銀河の密度超過を探索ことになるので、環境効果が顕著に現れると考えられる中心部が同定できないことや、そのような大きな構造が銀河団に進化するかどうかの判定を（しばしば未検証の）シミュレーションに依存していることが挙げられる。(2) についても、目印となる天体の寿命が短いので、限られた原始銀河団しか探せない可能性が高い。

原始銀河団の中心部の研究については、 $z > 2$ おいて非常に高い密度超過を持つ天体が見つかった（Wang et al. 2016; Miller et al. 2018; Oteo et al. 2018）。こうした原始銀河団の「コア」は数百 pkpc 程度の非常に小さな領域に多数の銀河が集中していることや、極めて高い星形成率 ($\sim 1000 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$) を持つなどの特徴があり、環境効果を調べる上でも興味深い対象である。一方で、このような極端な天体は稀にしか見つからず、見つかったとしても一般的な環境とは呼びにくい。

そこで、原始銀河団のコアを系統的な手段で多く見出すことが重要になる。そこで本研究では、 $z \sim 2$ において、当時の最も重い virial halo を原始銀河団コアと定義し、これを探索するために銀河のペアに着目して解析を行った。

本研究では flat な Λ CDM 宇宙論を仮定し、 $\Omega_M = 0.3, \Omega_\Lambda = 0.7$ を採用する。また距離に言及する際に共同距離であるか物理距離であるかを明示して、cMpc, pMpc のように表記する。

2 Data & Samples

本研究では、COSMOS 領域における 2015 年版の銀河カタログ (Laigle et al. 2016) を用いた。このカタログでは Ks-band によって選択された 50 万個を超える銀河について、可視光から近赤外線にわたる多波長観測によって得られた、星質量や測光的 redshift などの情報が含まれている。観測領域の広さは、近赤外線サーベイである UltraVISTA の観測が存在する領域が $\sim 1.58 \text{ deg}^2$ であり、その中には 3σ 限界等級が $K_s = 24.0$ の Deep 領域と $K_s = 24.7$ の Ultra Deep 領域が含まれている。なお Deep 領域について、 $2.75 < z < 3.5$ における銀河の 90% mass limit は $\log(M_*/M_\odot) = 10.1$ である。このうち本研究では、 $1.5 \leq z \leq 3.0$ にある 167815 個の銀河をサンプルとして選んだ。

3 原始銀河団コアの探査

3.1 原始銀河団コア

本研究では原始銀河団のコアを、 $z \sim 2$ において最も重いビリアル化した DH と定義した。このような DH は $z \sim 0$ まで進化すると $M_{\text{DH}} \geq 10^{14} M_\odot$ の質量を獲得することが予想される。 $z \sim 0$ である質量を持つ DH の過去の質量は extended Press-Schechter モデル (Hamana et al. 2006) によって解析的に推定でき、いま考えている DH の場合、 $z \sim 2.5$ において典型的に $M_{\text{DH}} \sim 3 \times 10^{13} M_\odot$ を持つことが予想される。また球対称崩壊モデルによると、このような DH のビリアル半径は $r_{\text{vir}} \sim 0.3 \text{ pMpc}$ である。また、Behroozi et al. (2013) によると $M_{\text{DH}} \sim 10^{13} M_\odot$ のような DH は、 $M_* \geq 10^{11} M_\odot$ のような重い銀河のホストハローである。そこで本研究では、 0.3 pMpc の半径の中に $M_* \geq 10^{11} M_\odot$ を満たす銀河が 2 個以上存在する領域を原始銀河団のコア候補として探索した。

3.2 Analysis

原始銀河団のコアとみなせるような銀河のグループを探すために、以下のような手続きを行った。なおサンプルとして用いた $1.5 \leq z \leq 3.0$ かつ $M_* \geq 10^{11} M_\odot$ を満たす銀河の総数は 1727 個であった。

1. ある銀河に着目し、その銀河を中心として半径 $\Delta\theta = 0.3 \times 2 \text{ pMpc}$ 、奥行き $\Delta z = 0.12 \times 2$ の円筒内にある銀河（「隣接銀河」と呼ぶ）を数える。
2. 隣接銀河数が多い銀河から順に、中心銀河及びその隣接銀河をまとめて原始銀河団コア候補とみなす。複数のコア候補に属する可能性がある銀河については、よりメンバー数の多いものの方に属するものとする。
3. まとめたメンバー銀河の位置・redshift の平均を原始銀河団コア候補の位置・redshift とする。

ここで奥行き $\Delta z = 0.12$ はカタログ銀河が持つ redshift の誤差を考慮して設定したものである。

4 Results

見つけた原始銀河団コア候補を図 1 に示す。これらには表 1 に示すようなメンバー数を持つものが含まれる。

表 1: 原始銀河団コア候補の数

メンバー数	2	3	4	5	6	計
候補数	150	30	14	5	4	203

5 Discussion

5.1 Surface number density

今回探索した原始銀河団コア候補の周囲における銀河の密度超過を知るために、周囲にある銀河の分布を調べた。まず各コア候補の座標を中心とし、奥行き $\Delta z = 0.12$ を持つ円環柱の中に存在する、 $10.0 \leq \log(M_*/M_\odot) < 11.0$ を満たす銀河の数を数えた。次

に半径ごとの数分布を全てのコア候補について足し合わせることで、今回見つけた候補の平均的な密度分布を得た。同様の解析を $\log(M_*/M_\odot) \geq 11.0$ を満たす銀河及びランダム点周りでも行った。前者は「重い銀河のグループ」が単体の重い銀河と比べて銀河の密度超過のよいトレーサーとなるかを調べるのに用い、後者は COSMOS 領域の平均的な銀河数密度を評価することに用いる。

結果は図 2 示されている。原始銀河団コア候補周りの銀河の密度は単体の重い銀河や COSMOS 平均と比べて大きくなっている。コア領域と見なしうる半径 $1-2$ cMpc において、COSMOS 平均に対する原始銀河団コア周りでの密度超過はおよそ 0.5 である。

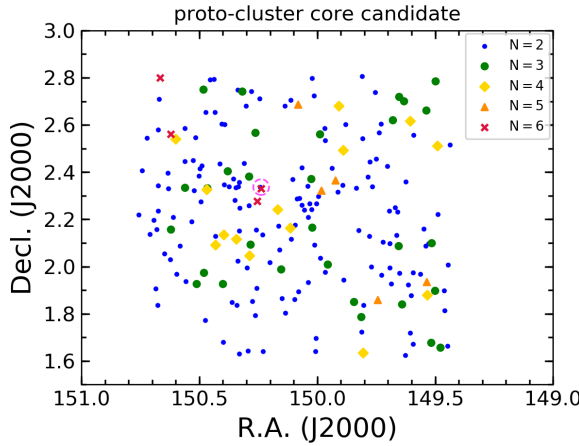


図 1: COSMOS 領域における原始銀河団コア候補。小丸, 大丸, ダイヤモンド, 三角形, バツ印によってそれぞれ 2, 3, 4, 5, 6 個のメンバー銀河を含むコア候補が示されている。このうちマゼンタの破線円で囲まれたものは Wang+16 において分光同定されたコアである。

5.2 Clustering Analysis

今回見つけた原始銀河団コア候補の集合度合いを調べるために 2 点角度相関関数 $\omega(\theta)$ を計算した。 $\omega(\theta)$ は、Landy & Szalay (1993) の推定式を用いると、以下のように表される。

$$\omega(\theta) = \frac{DD(\theta) - 2DR(\theta) + RR(\theta)}{RR(\theta)}$$

ただし $DD(\theta)$, $DR(\theta)$, $RR(\theta)$ はそれぞれ、角度 θ だけ隔てたデータ点-データ点、データ点-ランダム点、ランダム点-ランダム点のペアの数である。図 3 に本研究で求めた銀河団コア候補及び重い銀河の角度相関関数がプロットされている。これらを $\omega(\theta) = A_\omega \theta^{-0.8} + IC$ の関数形 (IC は観測領域で決まる定数) で fit を行うことにより、 $A_\omega^{\text{core}} = 10.9^{+4.3}_{-4.3}$, $A_\omega^{\text{gal}} = 2.8^{+0.5}_{-0.5}$ を得た。2 点角度相関関数は、その天体のホスト DH の質量の推定に用いることができる (e.g. Kusakabe+18, Okamura+18)。これをもとに推定したホスト DH の質量は、 $M_{\text{DH}}^{\text{core}} = 2.5^{+1.7}_{-1.1} \times 10^{13} M_\odot$, $M_{\text{DH}}^{\text{gal}} = 4.6^{+1.5}_{-1.3} \times 10^{12} M_\odot$ であった。これは銀河のペアを探すことでより重い DH を探すことができることを示しており、またその質量は今回目標としていた DH に近い値であることがわかった。

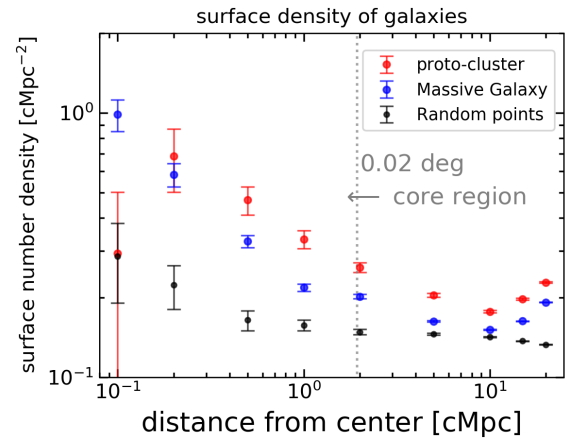


図 2: 原始銀河団コア候補周りの銀河の密度超過。赤, 青, 黒の各点はそれぞれ原始銀河団コア候補, 重い銀河, ランダム点周りの面密度を表す。

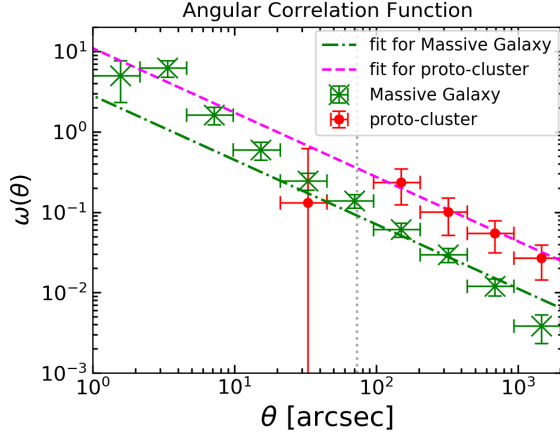


図 3: 原始銀河団コア候補及び単体の重い銀河の 2 点角度相関関数。赤, 緑, の各点はそれぞれ原始銀河団コア候補, 重い銀河での $\omega(\theta)$ を表す。またそれぞれをモデルで fit したものがそれぞれ破線及び一点鎖線で表されている。

6 Future work

これまでに見つけた原始銀河団コア候補領域について、そのメンバー銀河に対する環境効果の様子を調べるために、将来的には以下のようなことを行う予定である。

- 原始銀河団コア候補周辺に中性水素ガスが存在するかを調べる。
- サブミリ銀河のようなダストを多く持つ（したがって星形成が盛んな）銀河が原始銀河団コア候補に存在するかを調べる。
- 原始銀河団コア候補の分光追観測
- COSMOS 以外の領域における原始銀河団コア候補の探索

7 Conclusion

COSMOS 領域の銀河カタログを用いて、 $1.5 \geq z \leq 3$ にある $M_* \leq 10^{11} M_\odot$ を満たす銀河のグループを探索することで原始銀河団のコア候補の探索を行い、約

200 個の候補を見つけた。コア候補周りの銀河の密度超過は 0.5 程度であった。また、コア候補に対する clustering 解析により、コア候補が属する DH の平均的質量はおよそ $M_{\text{DH}} \sim 2 \times 10^{13} M_\odot$ であることがわかった。

Acknowledgement

本研究におきましては、指導教員である嶋作一大先生から多くのアドバイスをいただき、また研究に関する細やかな議論をたくさんさせていただきました。また、研究室のメンバーの方々には解析の初歩から丁寧に教えていただき、研究のアイデアをいただきました。研究を支えてくださっている皆様に感謝申し上げます。

Reference

- Behroozi, P. S., Wechsler, R. H., & Conroy, C. 2013, ApJ, 770, 57
- Hamana, T., Yamada, T., Ouchi, M., Iwata, I., & Kodama, T. 2006, MNRAS, 369, 1929
- Kusakabe, H., Shimasaku, K., Ouchi, M., et al. 2018, PASJ, 70, 4
- Laigle, C., McCracken, H. J., Ilbert, O., et al. 2016, ApJ, 224, 24
- Landy, S. D., & Szalay, A. S. 1993, ApJ, 412, 84
- Miller, T. B., Chapman, S. C., Aravena, M., et al. 2018, Nature, 556, 469
- Okamura, T., Shimasaku, K., & Kawamata, R. 2018, ApJ, 854, 22
- Oteo, I., Ivison, R. J., Dunne, L., et al. 2018, ApJ, 856, 72
- Overzier, R. A. 2016, A&A Rev., 24, 14
- Wang, T., Elbaz, D., Daddi, E., et al. 2016, ApJ, 828, 56